PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 8 — 15. April 1934 — Redaktionsschluß für Nr. 10 am 1. Mai 1934. — 35. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

R. Ritschl, Starkeffekt der Heliumlinie 5876 Å mit hoher Auflösung. S. 313.

H. Behnken und L. Graf, Ein Röntgendosismesser für Prüfzwecke. S. 317.

M. Bender und F. Krüger, Registrierungen und Vergleichsmessungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mit kugelförmigen Kadmiumzellen. S. 321.

H. Seemann, Versuche zum Nachweis der Doppelbrechung der Röntgenstrahlen. Mit Tafel III. S. 329.

R. Döpel, K. Gailer und E. Wigner, Über die experimentelle Prüfung des Spinerhaltungssatzes. S. 336.

H. Beck, Über eine neue Entladungsform in Quecksilberdampf. S. 338.

A. Lustig und M. Reiss, Zur ionentheoretischen Erklärung von Ladungsunterschreitungen und Elektrophotophorese. S. 340.

K. Sitte, Bemerkungen zu der Arbeit von A. Lustig und M. Reiss: Zur ionentheoretischen Erklärung von Ladungsunterschreitungen und Elektrophotophorese. S. 345.

Vorträge von der 17. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 8. und 9. Januar 1934 zu Halle a. S.:

H. Müller, Das Dipolmoment und die Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels. S. 346.

Zuschriften:

R. Frerichs und H. Bomke, Der Nachweis der Axialität der Lichtemission an der Lymanlinie 1025 Å. S. 349.

P. E. Böhmer und A. Busemann, Bemerkungen zu unseren Arbeiten: „Über die relativistische Energieverteilung in Gasen." S. 350.

Besprechungen:

W. H. and W. L. Bragg, The Crystalline State I. S. 350.

J. M. Cork, Heat. S. 350.

A. Foch, Acoustique. S. 350.

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. System-Nummer 8: Jod. S. 351.

Konrath-Bauer, Naturlehre für Lehrer- und Lehrerinnenbildungsanstalten. 1. Teil. S. 351.

G. Kortüm, Neuere Forschungen über die optische Aktivität chemischer Moleküle. S. 351.

P. Lertes, Elektrische Musik. S. 351.

R. Mesny, Télévision et Transmission des Images. S. 351.

O. Schwarz, Die technischen Werkstoffe, ihre Eigenschaften, Fehler und Prüfung. S. 352.

E. Wind, Das Experiment und die Metaphysik. S. 352.

Nachrichten. S. 352.

Gesuche. S. 352.

ABHANDLUNGEN.

Starkeffekt der Heliumlinie 5876 Å mit hoher Auflösung.

Von Rudolf Ritschl.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Durch die Entdeckung der Axialitätserscheinungen bei der Lichtemission durch Stark hat die gründliche Erforschung des Starkeffektes der Spektrallinien ein neues Interesse erhalten. Insbesondere bedingt die Feststellung[1]), daß das Vorzeichen der Intensitätsdissymmetrie bei den elektrischen Zerlegungskomponenten, z. B. der Heliumlinien, abhängt von der Verschiebungsrichtung dieser Komponenten im elektrischen Feld (ob rot- oder violettverschoben), die Notwendigkeit einer genauen Kenntnis dieser Verschiebungen gerade bei solchen Linien, die zu grundlegenden Untersuchungen geeignet erscheinen. Die Fortschritte, die in der Erforschung des Starkeffektes der Heliumlinien seit der Abfassung des zusammenfassenden Artikels von J. Stark[1]) im Jahre 1927 gemacht worden sind, betrafen in experimenteller Hinsicht hauptsächlich die Steigerung der Feldstärke, bei der die Linien untersucht wurden. Die Untersuchungen wurden nach der Kathodenschichtmethode von Foster[2]) und Langstroth[3]) einerseits, von Ishida und Kamijima[4])[5]) andererseits weitergeführt, während nach der Kanalstrahlmethode Sjögren[6]) bis zu 550000 V/cm vordrang.

Alle diese Autoren benutzten als Spektralapparate mehr oder weniger leistungsfähige Prismenspektrographen. Die Dispersion nahm daher stets nach langen Wellen zu ab, infolgedessen ist die gelbe Heliumlinie bei 5876 ÅE (D_3)

1) J. Stark, Ann. d. Phys. V. **4**, 607, 1930.

1) J. Stark, Handbuch der Experimentalphysik **21**, 397, 1927.

2) J. S. Foster, Proc. Roy. Soc. A. **117**, 137, 1928.

3) S. O. Langstroth, ebenda **129**, 70, 1930.

4) Y. Ishida u. G. Kamijima, I. P. C. R. Tokyo **9**, 117, 1928.

5) Y. Ishida, ebenda **14**, 49, 1930.

6) K. Sjögren, Zeitschr. f. Phys. **66**, 377, 1930.

in keinem Fall eingehender untersucht worden. Sie stellt den Übergang $2p$–$3d$ dar, von dem also nähere Angaben vollständig fehlen, während die Übergänge $2s$, p–$4q$ und $2S$, P–$4Q$ sowie die nächst höheren schon ziemlich genau analysiert worden sind. Aber auch bei diesen Gruppen hat bisher in keinem Fall die angewandte Dispersion und Auflösungskraft ausgereicht, die feldfreie Feinstruktur der Orthoheliumlinien (Triplettstruktur) zu berücksichtigen und ihre Veränderung unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zu untersuchen. Zur Lösung dieses Problems ist die gelbe Heliumlinie deshalb besonders geeignet, weil die zur Hauptquantenzahl 3 gehörenden Zustände anderer Serien ($3s$ und $3p$) 2864,8 und 537,0 Wellenzahleinheiten von $3d$ entfernt liegen und das Aufspaltungsbild der Linie daher nicht durch im Feld erzwungene Kochsche Linien gestört werden kann.

Die D_3-Linie des Heliums besteht ohne Feld aus zwei Komponenten mit einem Abstand von einer Wellenzahleinheit. Die stärkere, kurzwellige der beiden vereinigt nach der Analyse von Hansen[1]) und Houston[2]), selbst fünf Übergänge in sich, während die schwache einem einzigen Übergang zugeordnet wird. Die Auflösung der in der starken Komponente hiernach zusammenfallenden Linien gelingt selbst mit höchst auflösenden Apparaten nur sehr unvollständig, aber die Abtrennung der schwachen Komponente ist schon mit einem 1-m-Gitter möglich.

Auf Veranlassung von Herrn Präsidenten Stark wurde die Untersuchung der Linie mit einem Fabry-Perot-Interferometer in Angriff genommen. Über die ersten Resultate dieser Untersuchung ist bereits in einer Zuschrift berichtet worden[3]).

Um bei der Zerlegung der Linie im Interferometer zu erträglichen Belichtungszeiten zu kommen, mußte ein lichtstarkes Entladungsrohr benutzt werden. Das verwandte Kanalstrahlrohr zeigt im Prinzip Abb. 1. Die Anode wurde nach den Angaben von Lukanow und Schütze[4]) als Hohlzylinder ausgebildet, dessen unterer Rand bis dicht an die Kathode heranreicht. Der obere Deckel der Anode wurde mit einer Wasserkühlung versehen, um die durch die Kathodenstrahlen erzeugte Wärme abzuführen. Die Anode war oben in den äußeren Hartglaszylinder eingekittet und bestand aus Messing.

Die Kathode war aus einem massiven Messingzylinder herausgedreht und trug ebenfalls eine Wasserkühlung zum Schutz der Kittstellen. Im unteren Teil der Kathode saßen die Aluminiumfeldbacken, die halbzylindrisch gedreht waren und durch Quarzplättchen von 0,53 mm Dicke mit ihren Planflächen parallel gehalten wurden. Die eine Backe war durch eine Schraube mit dem Boden der Kathode fest verbunden.

Abb. 1.

Die andere Feldbacke, die auf positive Spannung aufgeladen wurde, war durch Quarzplättchen von der Kathodenwand isoliert und mittels einer Feder, die zugleich die Spannungszuführung besorgt, sowie einer mit Achatspitze versehenen Schraube gegen die den Abstand der Feldbacken bestimmenden Quarzplättchen angedrückt. Die Feder wurde in einem in die Kathodenwand eingekitteten Quarzröhrchen geführt. Die Schraube wurde nach dem Anziehen mit Siegellack abgedichtet. — Der Kathodenschlitz von 30 mm Länge und 1 mm Breite befand sich in einem herausnehmbaren Aluminiumteller unmittelbar über dem Feldraum. Der Abstand der spannungsführenden Feldbacke von der Kathodenwand überschritt nirgends 1 mm. Zwischen den Feldbacken ließen sich 10000 Volt leicht aufrechterhalten. Die Feldspannung wurde mittels Transformator, Gleichrichterrohr und Kondensator erzeugt und mit einem Starke-Schröderschen Hochspannungselektrometer gemessen und während der Aufnahmen konstant gehalten.

Zum Betrieb des Kanalstrahlrohres diente eine Hochspannungsgleichstrommaschine, deren negativer Pol mit der Kathode verbunden und geerdet war. Zwischen positivem Pol der Maschine und der Anode lagen noch Widerstände und Milliamperemeter. Es wurde bei etwa 8000 Volt Spannung am Rohr und 40–60 Milliampere gearbeitet.

Helium zirkulierte über mit flüssiger Luft gekühlte Adsorptionskohle und trat durch das Seitenrohr im Hartglaszylinder in das Rohr ein. Es wurde durch einen in Richtung des Feldschlitzes an der Kathodenwand sitzenden 20 mm weiten Stutzen abgepumpt. Ein gleicher Stutzen diametral gegenüber trug das Glasfenster. Der Druck im Rohr konnte durch Einstellen des Einlaßhahnes genau einreguiert werden.

1) G. Hansen, Nature **119**, 237, 1927.
2) W. V. Houston, Proc. Nat. Ac. Am. **13**, 91, 1927.
3) R. Ritschl, Physik. Zeitschr. **35**, 53, 1934.
4) H. Lukanow u. W. Schütze, Zeitschr. f. Phys. **82**, 610, 1933.

Wegen der relativ geringen Spannung am Rohr mußte bei ziemlich hohem Druck gearbeitet werden. Dadurch fiel die Intensität längs des Kanalstrahls merklich ab. Sie war aber besonders im oberen Teil sehr beträchtlich. Die feldlose Linie konnte mit beiden Komponenten durch das Interferometer in einer halben Stunde photographiert werden. Zur Aufnahme der schwächsten Feldkomponenten genügten drei Stunden. (Man vergleiche, daß Sjögren[1]) für seine Prismenaufnahmen im Blauen 10—12 Stunden brauchte.) Es wurden Agfa-Superpanplatten mit Ammoniak übersensibilisiert.

Das aus dem Fenster austretende Licht wurde durch eine einfache Glaslinse auf den Spalt des Zeiss'schen Dreiprismenapparates mit konstanter Ablenkung fokussiert. Im parallelen Strahlengang befand sich in üblicher Weise das Fabry-Perot-Interferometer. Die von Halle Nachfolger hergestellten Quarzplatten wurden durch Verdampfen im Hochvakuum versilbert[1]).

Die Ausmessung der Interferenzstreifen im Feld erfolgte gegen die unverschobenen Linienkomponenten. Diese wurden nach jeder Aufnahme mit Feld sofort anschließend mit verengertem Spalt in die Starkeffektaufnahme hineinphotographiert. Die Auswertung der Messungen erfolgte nach einem früher angegebenen Rechnungsverfahren in Schwingungszahlen[2]). Das Licht wurde unmittelbar hinter dem Spalt des Spektrographen durch eine planparallele Kalkspatplatte in die senkrecht und parallel zum Feld schwingenden Komponenten zerlegt, in der Weise, daß die beiden entsprechenden Spaltbilder nebeneinander lagen.

Komp. — Feld in kV/cm		$A\,(d_2)$	$B\,(d_1)$	$C\,(d_0)$	$a\,(d_2)$	$b\,(d_1)$	$c\,(d_0)$	
47,8	‖	— 35	+ 151	+ 184	— 1043	— 873	— 816	M
	⊥	—	+ 137		—	— 863		R
67,9	‖	— 54	+ 283	+ 373	— 1045	— 696	— 627	M
	⊥	—	+ 276		—	— 724		R
96,2	‖	— 100	+ 566	+ 722	—	—	—	M
	⊥	—	+ 555	+ 747	—	—	—	R
125,4	‖	—	+ 935	+ 1267	— 1140	— 80	+ 275	M
	⊥	—	+ 942	+ 1270	—	— 58	+ 270	R
139,6	‖	— 140	+ 1157	+ 1564	—	—	—	M
	⊥	—	+ 1168	+ 1573	—	—	—	R
154,7	‖	— 150	+ 1422	+ 1945	— 1176	+ 400	+ 893	M
	⊥	—	+ 1434	+ 1932	—	+ 434	+ 932	R
191,0	‖	—	+ 2309	+ 3118	—	—	—	M
	⊥	—	+ 2187	+ 2945	—	—	—	R

Alle Verschiebungen beziehen sich auf die starke Komponente der feldfreien Linie und sind angegeben in $cm^{-1} \cdot 10^{-3}$. Die schwache Komponente der feldfreien Linie liegt bei — 1000. Die mit M bezeichneten Zeilen enthalten die Meßwerte. Die mit R bezeichneten Zeilen sind berechnet aus $\Delta\nu = kF^2$, wo k für die Komponenten B und b gleich $0{,}5995 \cdot 10^{-4}$, für die Komponenten C und c gleich $0{,}8073 \cdot 10^{-4}\,cm^{-1}/(kV/cm)^2$ gesetzt ist. Die aus der Theorie folgenden Werte sind entsprechend $0{,}7069 \cdot 10^{-4}$ und $0{,}9426 \cdot 10^{-4}$.

Das Ergebnis der bei schrittweise gesteigertem Feld erzielten Aufnahmen ist in der vorstehenden Tabelle enthalten und in Abb. 2 veranschaulicht. Die Werte der Feldstärke wurden als Spannung dividiert durch Abstand ermittelt und für einige Punkte der Kurve aus Aufnahmen von H_α und H_β ohne Etalon nachkontrolliert, wobei sich befriedigende Übereinstimmung ergab.

Betrachten wir zunächst das Verhalten der stärkeren der beiden feldfreien Linien, so finden wir in s- und p-Polarisation eine mit wachsendem Feld violettverschobene Komponente, die von 96,2 kV/cm ab in zwei aufgelöst werden konnte, nachdem sie schon vorher Verbreiterung zeigte (vgl. Fußnote 3 auf S. 314). Im weiteren Verlauf spalten diese beiden Komponenten nicht weiter auf. In s-Polarisation tritt außer diesen beiden eine schwach rotverschobene Starkeffektkomponente auf. Die Rotverschiebung wächst bis 0,15 cm^{-1} bei 154,7 kV/cm, doch läßt sich nicht entscheiden, nach welchem Gesetz die Verschiebung mit dem Felde wächst.

Die ohne Feld vorhandene schwache Komponente der Linie 5876 zeigt nun ganz das gleiche Verhalten im elektrischen Feld wie die starke. Sie zeigt in s- und p-Polarisation zwei violettverschobene Komponenten, deren Verschiebun-

1) K. Sjögren, Zeitschr. f. Phys. **66**, 377, 1930.

1) R. Ritschl, Zeitschr. f. Phys. **69**, 578, 1931.
2) R. Ritschl, ebenda **79**, 1, 1932.

gen innerhalb der Meßgenauigkeit die gleichen sind wie bei der starken und die die rotverschobene Komponente der starken Linie ungestört überschneiden. In *s*-Polarisation tritt ebenfalls eine um die gleichen Beträge rotverschobene Komponente auf.

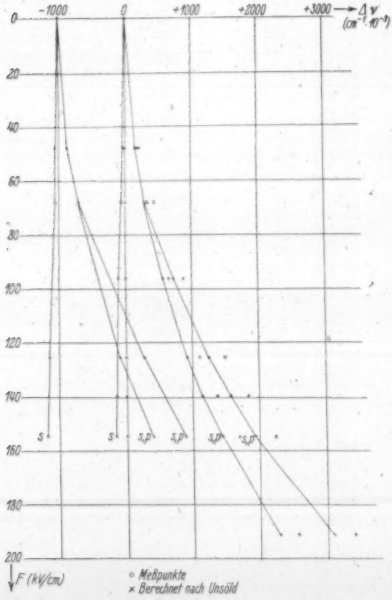

Abb. 2.

Unter der Annahme einer quadratischen Feldabhängigkeit der Violettverschiebungen wurde für alle diese Komponenten die Konstante $k = \Delta_\nu / F^2$ berechnet und die erhaltenen Werte für die stärker und die schwächer verschobenen Komponenten jeweils gemittelt. Die mit diesen mittleren Konstanten berechneten Verschiebungen sind in der Tabelle zum Vergleich mit den gemessenen angeführt. Offenbar liegt quadratische Feldabhängigkeit dieser Verschiebungen vor.

Bezeichnen wir, wie auch in der Tabelle, die drei Starkeffektkomponenten der starken Linie mit A, B und C, die der schwachen mit a, b und c, wo c und C die am stärksten violettverschobenen sind, so verhalten sich die Intensitäten schätzungsweise folgendermaßen:

$$s\text{-Polarisation: } I_A : I_B : I_C = 3 : 2 : 1,$$
$$p\text{-Polarisation: } I_B : I_C = 3 : 2.$$

Die relativen Intensitäten von a, b und c verhalten sich ebenso; gegenüber A, B und C haben sie etwa nur $^1/_{10}$ der Intensität[1]).

In der Abb. 2 befinden sich noch zum Vergleich mit den Messungen Verschiebungswerte (X), die man nach der von Unsöld[2]) gegebenen Starkeffektformel berechnet. Nach dieser Theorie erhält man für die Verschiebungskonstanten k etwas größere Werte, als hier gemessen wurden; das Verhältnis ist in beiden Fällen gleich. Die rotverschobene *s*-Komponente sollte nach der Theorie überhaupt keine Verschiebung zeigen.

Ishida und Kamijima geben in ihrer zweiten Arbeit (vgl. Fußnote 5 auf S. 313) eine Lo-Surdo-Aufnahme der gelben Heliumlinie, auf der die Aufspaltung in drei *s*- und zwei *p*-Komponenten in Übereinstimmung mit den hier beschriebenen Verhältnissen zu erkennen ist. (Bei dieser Abbildung sind die Buchstaben *s* und *p* vertauscht, wie auch aus dem Text zu ersehen ist.) Ihre erste Arbeit (vgl. Fußnote 4 auf S. 313) enthält eine graphische Darstellung für diese Linie, die aber die Auflösung der violettverschobenen Komponenten noch nicht enthält. Aus den Angaben der Abbildung läßt sich eine Verschiebungskonstante von $0{,}58 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1}/(kV/cm)^2 ableiten, die der hier bestimmten von 0,5995 der stärkeren entsprechen mag.

Zusammenfassung.

Zur genauen Untersuchung des Starkeffektes der gelben Heliumlinie 5876 (D_3) wird ein lichtstarkes Kanalstrahlenrohr benutzt, bei dem Kanalstrahlenrichtung, Feldrichtung und Beobachtungsrichtung zueinander senkrecht stehen (Quereffekt). Zur Zerlegung der Linie dient ein Fabry-Perot-Etalon in Verbindung mit einem Zeiss'schen Dreiprismenapparat. Das Verhalten der starken und der schwachen, ohne Feld vorhandenen Komponente der Linie ist innerhalb der Meßgenauigkeit völlig gleich: Im elektrischen Feld tritt eine schwach rotverschobene Komponente auf, die senkrecht zu den Kraftlinien polarisiert ist. Außerdem treten zwei schwächere, mit wachsender Feldstärke quadratisch nach Violett verschobene Komponenten auf, in denen sowohl senkrecht wie parallel zum Feld schwingendes Licht vorhanden ist. Die violettverschobenen Komponenten der schwachen Linie überschneiden die rotverschobene der starken ohne gegenseitige Störung.

1) Nach D. Burger, Zeitschr. f. Phys. **33**, 437, 1926, verhalten sich die Intensitäten der feldfreien Linien wie 8 : 1.

2) A. Unsöld, Ann. d. Phys. **82**, 355, 1927. Vgl. H. Bethe, Handbuch d. Phys. **24** (I), 420.

Berlin-Charlottenburg, den 9. März 1934.

(Eingegangen 10. März 1934.)

Ein Röntgendosismesser für Prüfzwecke.

Von Hermann Behnken und Ludwig Graf.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Der im folgenden beschriebene Röntgendosismesser ist auf Grund von im Röntgenlaboratorium der Reichsanstalt bei der Prüfung von Röntgenröhren, Strahlenschutzeinrichtungen und ähnlichen Messungen gewonnenen Erfahrungen nach und nach entwickelt worden und hat allmählich ein gewisses praktisch bewährtes Maß von vielseitiger Brauchbarkeit erreicht. Er ist mit Kontrolleinrichtungen versehen, die eine Nachprüfung seiner Eichung ohne einen besonderen Aufwand an Apparaten ermöglichten. Insbesondere ist er zur Mitnahme auf Reisen geeignet.

Beschreibung des Gerätes.

Das Gerät besteht aus vier wesentlichen Teilen, die zunächst beschrieben werden:

1. Ein einfaches Fadenelektrometer mit isolierten Schneiden, isoliertem Faden und einstellbarer Fadenspannung[1]).

2. Ein Satz von auswechselbaren Ionisationskammern, über deren Eigenschaften die folgende Tabelle Auskunft gibt:

	Nummer		
	1	2	3
Kammerform	Fingerhutkammer	Kugelkammer	Universalkammer nach R. Jaeger[1])
Material	Graphitmasse	Graphitmasse	Graphit und Cellophan
Rauminhalt	4,2 ccm	220 ccm	2,5 ccm
Sättigung bei	etwa 30 Volt	etwa 30 Volt	etwa 30 Volt
Härteunabhängig bis ..	0,2 mm *CuHWS*	0,2 mm *CuHWS*	0,1 mm Cellophan *HWS*
Richtungsabhängigkeit	Richtungsunabhängig mit Ausnahme eines Kegels von ungefähr 30° Öffnung in der Umgebung des Kammerträgers		Richtungsabhängig
Dosisleistung für 10^{-10} A Ionisationsstrom	0,072 *r*/sec	0,00145 *r*/sec	0,101 *r*/sec

1) Physik. Zeitschr. **35**, 184, 1934 (März).

Natürlich steht nichts im Wege, nach Bedarf auch noch andere Kammern in Verbindung mit dem Gerät zu benutzen. Doch dürften die genannten drei für die meisten Zwecke ausreichen.

3. Zwei Uranstromnormale U_1 und U_2. Von diesen hat das größere, U_1, den festen Stromwert von $130 \cdot 10^{-12}$ A. Seine Bauart und seine Abmessungen sind aus Abb. 1 zu erkennen.

Ein Uranstromnormal ist ein Luftkondensator mit nicht zu kleinem Plattenabstand, dessen Platten mit einer dünnen Schicht von Uranoxyd überzogen sind und in dessen Innern infolgedessen eine konstante Ionisation herrscht[1]). Im vorliegenden Falle bildet ein Aluminiumgehäuse von den Außenmaßen $30 \times 100 \times 120$ mm die eine Kondensatorbelegung. Im Innern befindet sich ein Tragekörper von Doppel-T-Form, ebenfalls aus Aluminium, welcher zwei Aluminiumplatten von 80×95 mm Größe trägt. So entsteht eine Innenelektrode von den Abmessungen $10 \times 80 \times 95$ mm, welche durch drei Bernsteinisolatoren gegen das Gehäuse isoliert ist. Eine durch die Mitte der oberen Gehäusewand hindurchgehende durchbohrte Schraube drückt über eine Stahlblattfeder auf den oberen

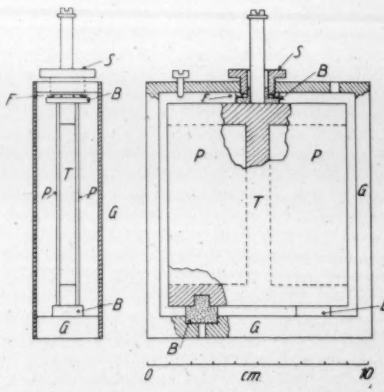

Abb. 1. Festes Stromnormal U_1, zugleich Kondensator C_2. *G* Gehäuse, *T* Tragekörper, *P* Platten der Innenelektrode, *B* Bernsteinisolatoren, *S* durchbohrte Schraube, *F* Stahlblattfeder.

1) Vgl. H. Behnken, Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 3, 1924.

1) Das Elektrometer wird bereits seit einigen Jahren nach Vorschlag von H. Behnken von der Firma Prof. Dr. Max Th. Edelmann, München, hergestellt und kann von dort bezogen werden.

Isolator und hält so die Innenelektrode in ihrer Lage fest. Dieser elastische Zusammenbau verträgt auch die Erschütterungen eines Wagentransportes erfahrungsgemäß gut. Das Uranoxyd befindet sich auf den einander zugekehrten Flächen des Gehäuses und der Innenelektrode. Die Kapazität des Kondensators ist 27,5 $\mu\mu F$.

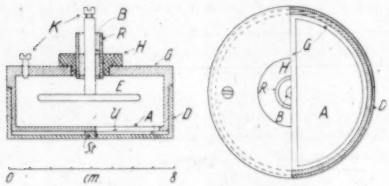

Abb. 2. Veränderliches Stromnormal U_2. *G* Gehäuse, *R* Erdschutzring, *B* Bernsteinisolator, *E* Innenelektrode, *H* Hartgummiisolator, *A* halbkreisförmiger Ausschnitt, *K* Anschlußklemmen, *D* Deckel, *St* Steg, *U* Uranoxydschicht.

Das kleinere Stromnormal U_2 besitzt einen Maximalstromwert von $7{,}00 \cdot 10^{-12}$ A und kann nach einem von R. Jaeger beschriebenen Verfahren[1]) von 0 bis zu dem genannten Höchststromwert auf einer 100teiligen Skala beliebig eingestellt werden. Seine Einrichtung und seine Abmessungen zeigt Abb. 2.

Es besteht aus zwei gegeneinander beweglichen Teilen. Der eine Teil ist ein zylindrisches Gehäuse von 80 mm Durchmesser und 30 mm Höhe, in dessen Innerem durch einen mit Erdschutzring versehenen Beinsteinisolator eingeführt sich eine tellerförmige Innenelektrode von 50 mm Durchmesser befindet. Der Boden des Gehäuses hat einen halbkreisförmigen Ausschnitt. Von der Unterseite her ist über das beschriebene Gehäuse drehbar eine Art Deckel geschoben. Dieser Deckel ist auf der Innenseite längs eines Durchmessers durch einen 4 mm breiten und 1 mm hohen Steg verstärkt, welcher seine Innenfläche in zwei halbkreisförmige Felder teilt und diesen gleichzeitig einen Abstand von 1 mm von dem Boden des anfangs beschriebenen Gehäuses gibt. Eines von den halbkreisförmigen Feldern ist mit Uranoxyd belegt. Da der Deckel gegen das Gehäuse drehbar ist, befindet sich je nach der Stellung beider zueinander ein mehr oder minder großer Teil der mit Uranoxyd belegten Fläche gegenüber dem Ausschnitt des Gehäusebodens, so daß die vom Uranoxyd kommende ionisierende Strahlung mehr oder weniger abgeblendet ist. Der Winkel, um welchen Gehäuse und Deckel gegeneinander verdreht sind, ist an einer außen auf der Zylinderfläche angebrachten Skala ablesbar. Abgelesener Winkel und Strom sind einander proportional.

Diese Bauart des veränderlichen Stromnormales hat gegenüber früher beschriebenen Formen den Vorteil, daß seine Kapazität sich bei der Veränderung des Stromwertes nicht mit ändert, wodurch lästige Induktionseinflüsse auf das Elektrometer vermieden werden.

4. Zwei bernsteinisolierte Luftkondensatoren C_1 und C_2, von denen der größere, C_1, eine Kapazität von 230 $\mu\mu F$ besitzt. Die Einzelheiten seiner Bauart sind unwesentlich, so daß sich eine eingehende Beschreibung erübrigt. Die Abb. 3 zeigt zur Genüge, worum es sich handelt.

Der zweite Kondensator C_2 ist genau so gebaut wie das feste Stromnormal U_1 und hat demgemäß auch die gleiche Kapazität von 27,5 $\mu\mu F$. Er ist aber nicht mit Uranoxyd belegt. Er hat den Zweck, wenn U_1 vom Elektrometer abgeschaltet wird, an dessen Stelle zu treten, damit die Gesamtkapazität des Meßsystems erhalten bleibt. Dies wird weiter unten näher erläutert werden.

Die beschriebenen vier Hauptbestandteile des Gerätes sind zusammen mit den erforderlichen Hilfseinrichtungen (Schutzwiderstände, kleines Potentiometer, Walzenschalter, Erdungsschalter, Elektrometerlämpchen usw.) in einem mit 4 mm Blei gegen das Eindringen von

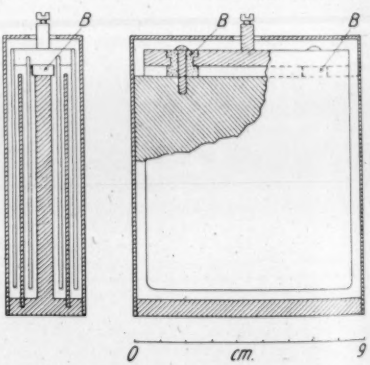

Abb. 3. Luftkondensator C_1. *B* Bernsteinisolatoren.

Röntgenstrahlen gesicherten Gehäuse von den Abmessungen 12 × 15 × 27 cm vereinigt. Ein zweites ähnliches Gehäuse (17 × 19 × 30 cm) enthält zwei Anodenbatterien üblicher Art von je 100 Volt, zwei Weston-Normalelemente, ein kleines Voltmeter zum Nachprüfen der Anodenbatterien, zwei Schalter sowie einen kleinen

1) R. Jaeger, Strahlentherapie **33**, 542, 1929.

Klingeltransformator für das Elektrometerlämpchen. Beide Einheiten werden durch ein

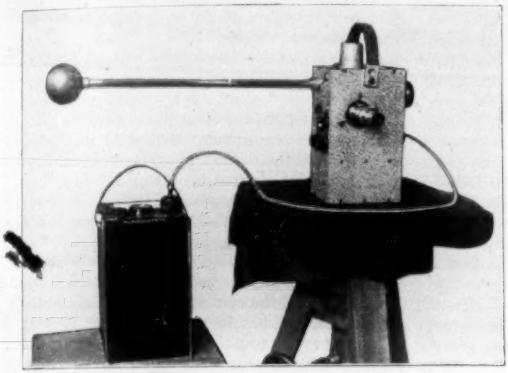

Abb. 4. Ansicht des betriebsfertigen Gerätes.

10adriges elektrostatisch geschütztes Kabel von etwa 1 m Länge mit geeigneten Steckern verbunden.

Abb. 4 zeigt das Gerät in betriebsfertiger Aufstellung, mit der Kammer Nr. 2, wie man es etwa für Strahlenschutzmessungen benutzen würde. Das Gerät wiegt insgesamt etwa 23 kg, von denen 9,5 kg auf das Gehäuse mit den Batterien und 13,5 kg auf das eigentliche Meßgerät entfallen. Die grundsätzliche Schaltung des Gerätes ist aus Abb. 5 zu erkennen.

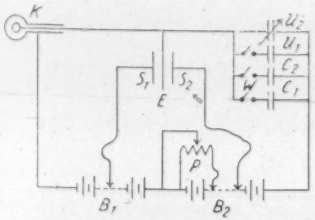

Abb. 5. Schaltskizze. E Elektrometer, $S_1 S_2$ Schneiden, K Kammer, $B_1 B_2$ Anodenbatterien, P Potentiometer, U_1 festes Stromnormal, U_2 veränderliches Stromnormal, $C_1 C_2$ Luftkondensatoren, W Walzenschalter.

Die Skizze zeigt nur die für das Verständnis der Arbeitsweise des Gerätes wesentlichen Teile. Sie soll nunmehr erläutert werden.

Arbeitsweise des Gerätes.

Angenommen, es handelt sich um die Messung einer Dosisleistung von der Größenordnung 1 r/sec, wie sie normalerweise etwa bei Therapieapparaturen vorkommt. Zunächst versieht man das Gerät bei geerdetem Elektrometer mit der geeigneten Kammer K. Für den vorliegenden Fall kommt Kammer Nr. 1 in Frage. Dann bringt man das Elektrometer durch passende Wahl der Schneidenspannung und der Fadenspannung auf eine geeignete Empfindlichkeit (im vorliegenden Falle etwa 1 Skalenteil = 1 V). Zur Feineinstellung der Schneidenspannung benutzt man das Potentiometer P, durch welches kleine Differenzen zwischen rechter und linker Seite ausgeglichen werden können, so daß der Faden beim Einschalten der Schneidenspannung seine Lage nicht oder nur wenig verändert. Das veränderliche Uranstromnormal U_2 wird auf den Wert 0 gestellt, so daß es keinen Ionisationsstrom liefert. Durch entsprechende Stellung des Walzenschalters W wird das feste Stromnormal U_1 an das Elektrometer gelegt. Der Kondensator C_2 ist abgeschaltet. C_1 kann nach Belieben an- oder abgeschaltet sein, je nachdem ob man ein langsameres oder schnelleres Wandern des Elektrometerfadens wünscht. Das Hinzuschalten von C_1 bewirkt je nach der Art der angeschlossenen Kammer eine etwas verschiedene Verlangsamung des Elektrometerablaufes. Die Ablaufzeiten mit und ohne C_1 verhalten sich ungefähr wie 4 : 1. Man wird also bei größeren Dosisleistungen C_1 anschließen, bei kleineren aber abschalten. Wird jetzt bei abgeblendeten Röntgenstrahlen die Erdung des Elektrometers unterbrochen, so lädt es sich über U_1 auf. Die Aufladezeit t_u über eine bestimmte Anzahl von Skalenteilen — z. B. 20 — wird mit einer Stoppuhr gemessen. Jetzt wird wieder geerdet und durch Betätigung von W U_1 ab- und dafür C_2 angeschaltet und nunmehr den Röntgenstrahlen der Zutritt zur Kammer geöffnet. Wird jetzt enterdet, so lädt sich das Elektrometer über die Kammer K auf. Die dann gemessene Zeit ist t_K. Die Größe des Ionisationsstromes in der Kammer i_K verhält sich zu derjenigen in U_1, i_U, wie $t_U : t_K$, oder $i_K = i_U \cdot \frac{t_U}{t_K}$. Die Dosisleistung ist

$$D = \varkappa \cdot i_K = \varkappa \cdot t_U / t_K \, r/\mathrm{sec},$$

wobei $\varkappa$ eine in bekannter Weise durch Eichung der Kammer zu ermittelnde Konstante bedeutet.

Da an U_1 und K Spannungen mit verschiedenen Vorzeichen liegen, so erfolgt die Elektrometeraufladung und damit die Fadenbewegung

im einen Falle beispielsweise nach links, im anderen aber nach rechts. Dies könnte bei nicht geradliniger Eichkurve des Elektrometers bedeuten, daß gleich viele Skalenteile im einen und im anderen Falle nicht gleiche abgeflossene Elektrizitätsmengen bedeuten, womit die oben benutzte Proportion zwischen den Ionisationsströmen und den Aufladezeiten ihre Gültigkeit verlieren würde. Um diese Fehlerquelle auszuschalten, ist ein Umschalter vorgesehen, der die Spannungen umzupolen gestattet, so daß erreicht werden kann, daß der Elektrometerfaden in beiden Fällen im gleichen Sinne wandert. Die eben beschriebene Art der Messung ist als die sogenannte Auflademethode bekannt.

In einem gewissen Bereich kleiner Dosisleistungen kann unter Verwendung des veränderlichen Urannormales U_2 nach der von R. Jaeger[1]) angegebenen Kompensationsmethode gearbeitet werden, wobei die Benutzung einer Stoppuhr fortfällt. Zu diesem Zwecke werden U_1, C_1 und C_2 abgeschaltet. U_2 wird auf einen mittleren Wert, etwa 50, eingestellt. Wird jetzt bei eingeschalteten Röntgenstrahlen enterdet, so wird im allgemeinen der Elektrometerfaden wandern, und zwar entweder nach rechts oder nach links, je nachdem ob der Ionisationsstrom in der Kammer i_K oder derjenige im Urannormal i_U überwiegt. Durch Drehen an U_2 kann aber erreicht werden, daß der Elektrometerfaden zur Ruhe kommt, nämlich dann, wenn beide Ionisationsströme einander gleich sind. Wie groß sie sind, kann also dann mit Hilfe der Eichkurve (Abb. 3) aus der zugehörigen Einstellung von U_2 ermittelt werden. Auch hier liefert die Eichung der Kammer die Möglichkeit, die Dosisleistung zu ermitteln.

Nach den beschriebenen Methoden können mit dem Gerät Dosisleistungen von 10^{-7} bis etwa 3 r/sec auf ungefähr $\pm$ 2 Proz. genau gemessen werden.

Kontrolleinrichtungen.

Wir kommen zur Beschreibung der Kontrolleinrichtungen. Die Zuverlässigkeit des Gerätes hängt offenbar von der Konstanz der Urannormale ab, auf deren Ionisationsströme alles bezogen wird. Wenn auch die Erfahrung längst gelehrt hat, daß die Urannormale sehr zuverlässig sind[2]), so ist doch, besonders wenn man sich etwa fern von seinem Laboratorium auf Reisen befindet und mit der Gefahr von irgendwelchen Beschädigungen gerechnet werden muß, die Möglichkeit der Nachprüfung sehr erwünscht. Eine gewisse Kontrolle gewinnt man bereits aus dem unmittelbaren Vergleich von U_1 und U_2, indem man beide nacheinander anschließt und die Aufladezeiten t_1 und t_2 des Elektrometers bestimmt. Weicht das Verhältnis $t_1 : t_2$ von dem Sollwert ab, so muß eines oder auch beide Stromnormale Schaden gelitten haben. Man wird also jetzt jedes Normal für sich nachzuprüfen haben. Dies geschieht folgendermaßen: Zunächst bestimmt man die Spannungsempfindlichkeit des Elektrometers, indem man die auf S. 318 erwähnten Normalelemente anlegt. Sodann läßt man das Elektrometer über das zu prüfende Normal auf eine bestimmte Spannung V aufladen und beobachtet die Aufladezeit t_1. Darauf schaltet man den Kondensator C_1, dessen Kapazität bekannt ist, hinzu und beobachtet wieder die Aufladezeit bis zur Spannung V, die diesmal t_2 sein möge. Im ersten Falle ist die zur Aufladung erforderliche Elektrizitätsmenge $i \cdot t_1$, im zweiten $i \cdot t_2$, wenn i der Strom des Urannormals ist. Der Unterschied der beiden Elektrizitätsmengen ist $C_1 \cdot V$. Also gilt:

$$i \cdot (t_2 - t_1) = C_1 \cdot V \quad \text{oder} \quad i = C_1 \cdot \frac{V}{t_2 - t_1}.$$

Setzt man C_1 in Farad, V in Volt ein, so findet man i in Ampere.

Der Hauptvorteil des Gerätes besteht darin, daß alle in der Prüfpraxis vorkommenden Dosisleistungen damit gleich gut gemessen werden können. In der Reichsanstalt wird das Gerät hauptsächlich für Strahlenschutzmessungen (Systemprüfungen gemäß den Strahlenschutzvorschriften der Deutschen Röntgengesellschaft [Din Rönt. 2]) verwendet. Aber auch für andere Untersuchungen, bei denen Dosisleistungen zu messen sind, ist das Gerät von Nutzen, besonders dann, wenn die in der medizinischen Praxis üblichen Dosismeßgeräte nicht mehr empfindlich genug sind. Auch für Messungen außerhalb der Anstalt hat sich das Gerät infolge seiner trotz seiner Vielseitigkeit einfachen Handhabung bestens bewährt[1]).

1) R. Jaeger, l. c.
2) Vgl. z. B. H. Behnken, Strahlentherapie 26, 96, 1927.

1) Vgl. R. Berthold, Stahl und Eisen (1934; im Druck).

Berlin-Charlottenburg, 27. Februar 1934.

(Eingegangen 13. März 1934.)

Registrierungen und Vergleichsmessungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mit kugelförmigen Kadmiumzellen.

Von M. Bender und F. Krüger.

Einleitung.

Die Messung bzw. Registrierung der Ultravioletttstrahlung ist, wie besonders C. Dorno dargelegt hat, nicht nur in medizinischer und biologischer, sondern ebenso in meteorologischer Hinsicht von größter Bedeutung; in letzterer, weil die Ultravioletttstrahlung auf der Erdoberfläche in hohem Maße von dem Ozongehalt der hohen Luftschichten beeinflußt wird und ihre Schwankungen von denen des Ozongehaltes mitbedingt werden. Ein Zusammenhang zwischen der Ultravioletttstrahlung und der Leitfähigkeit in der Atmosphäre dürfte wohl auch vorhanden sein.

Es ist bekannt, daß bei klarem Himmel die Intensität der Sonnenstrahlung des sichtbaren Gebietes (und ähnlich die des ganzen Wellenlängengebietes) etwa fünfmal größer ist als die Himmelsstrahlung; im ultravioletten Gebiet ist es umgekehrt. Die Sonnenstrahlung ist im ultravioletten Gebiet ungefähr viermal kleiner als die Himmelsstrahlung. Für die Gesamtstrahlung, welche die medizinischen und biologischen Wirkungen hervorbringt, ist also im Ultravioletten die Himmelsstrahlung von überwiegender Bedeutung. Der große Anteil der Himmelsstrahlung im Ultraviolett an der Gesamtstrahlung nimmt mit abnehmender Sonnenhöhe noch mehr zu.

Dauerregistrierungen der durch ein mattiertes Uviolglas gefilterten ultravioletten Sonnenstrahlung mittels einer durch ein Uhrwerk der Sonne ständig nachgeführten Kadmiumzelle, die mit Argon unter geringem Druck gefüllt war, hat C. Dorno (1) vorgenommen; dabei wurde durch eine Quarzlinse von 5,8 cm Durchmesser ein Sonnenbildchen von 1 cm Durchmesser auf die Kadmiumelektrode geworfen. Der Photostrom wurde durch ein Drehspulengalvanometer von großer Empfindlichkeit geschickt und photographisch registriert.

Die Versuche Dornos, mit einer ähnlichen Zelle die Bestrahlung einer Horizontalfläche durch Sonne und Himmel zu messen, scheiterten dagegen an der Schwierigkeit, die den Kadmiumüberzug tragende schwere Silberplatte so genau in die Äquatorialebene der kugelförmigen Zelle zu bringen, daß die dort angreifenden, zur Führung und Befestigung der Zelle dienenden Arme nicht Schatten auf die Platte warfen und andererseits bei verschieden hohem Stand der Sonne nicht verschieden große Teile des Kadmiumüberzuges auf der Ober- und Unterseite der Silberscheibe und dem obersten Teil des Trägers von der Strahlung getroffen wurden.

Nach dem oben Gesagten ist aber die Registrierung der gesamten Ultravioletttstrahlung von Himmel und Sonne wichtiger als die von Sonne allein, zumal auch durch solche Registrierungen die Werte an trüben Tagen zur Geltung kommen. Die Konstruktion einer für die Registrierung der ultravioletten Gesamtstrahlung geeigneten Zelle und die Ausarbeitung einer Registriermethode schien daher nicht überflüssig, obwohl in der Azetonmethode (2) bereits ein photochemisches Meßverfahren der integralen ultravioletten Strahlungsintensität der Himmels- und Sonnenstrahlung vorhanden ist. Diese photochemische Methode gibt zweifellos bei sorgfältiger Handhabung gute Resultate, erfordert jedoch ein öfteres Wechseln der Flüssigkeit in den Bestrahlungskölbchen bei stärkerer Bestrahlung, die Berücksichtigung des Temperaturkoeffizienten und ständige kolorimetrische Messungen. Demgegenüber besitzt eine photoelektrische Registriermethode den Vorzug größter Einfachheit und Bequemlichkeit.

Freilich sind die bisher zur Messung der Ultravioletttstrahlung benutzten Kadmiumzellen noch keineswegs völlig einwandfrei; die vielfachen Diskussionen (3) für und wider die Kadmiumzelle sind bekannt. Zweifellos wird die Messung bzw. Registrierung mittels der Kadmiumzellen erst wirklich befriedigend sein, wenn die Herstellung völlig konstanter Kadmiumzellen mit gleicher Empfindlichkeitskurve möglich geworden ist; besonders wünschenswert dürften Zellen mit Empfindlichkeitskurven sein, deren Lage mit derjenigen der Erythemkurve übereinstimmen. Die bisher im Handel allein erhältlichen Kadmiumzellen in Uviolglas stellen, wie Dorno betont, ein Filter für das medizinisch und biologisch wichtigste Gebiet des Ultraviolett zwischen 325 bis 295 mμ vor, dessen optischer Schwerpunkt im Jahresmittel der Davoser Beobachtungen bei 315 mμ liegt, mit Schwankungen um 5 mμ nach beiden Seiten. Die Filterung mit Uviolglas soll nach K. Büttner (4) noch weitergetrieben werden können, der rechnerisch feststellte, daß durch geeignete Wahl der Dicke des Uviolglases eine Verlagerung der Empfindlichkeitskurven und ihrer Maxima in dem in Frage kommenden Gebiete nach Wunsch erzielt werden kann. Bei Berücksichtigung der möglichen Abweichungen und Fehlerquellen dürften die Kadmiumzellen doch auch jetzt schon nützliche Messungen bzw. Registrierungen ergeben.

Soll die gesamte Ultravioletttstrahlung von Himmel und Sonne registriert werden, so kommt nur eine kugelförmige Kadmiumzelle in Frage. Eine solche Zelle mit umschließender Drahtanode und Registriervorrichtung soll zunächst

beschrieben werden[1]). Daran anschließend werden Vergleichsmessungen verschiedener Zellen mitgeteilt.

Während mit der zu beschreibenden Vorrichtung schon Messungen ausgeführt wurden, erschien eine Arbeit von H. Goldschmidt (5), in der er auch kugelförmige Kalium- und Kadmiumzellen schildert; aber im Gegensatz zu unserer Zelle sitzt bei den Goldschmidtschen Kadmiumzellen der Metallbelag auf der Innenseite einer Bresphosglaskugel, und zwar als ganz dünne Schicht; die Anode sitzt im Innern dieser Kugel. Das die Elektronen auslösende Licht fällt also von außen durch die Metallschicht hindurch. Wegen der Kleinheit des Photostroms schlägt Goldschmidt für die gasgefüllten Kadmiumzellen die Benutzung eines Spiegelgalvanometers, für die Vakuumzellen eine elektrometrische Meßmethode mit parallelgeschaltetem hochohmigem Widerstand vor. 1933 erschien eine weitere Arbeit von H. Goldschmidt (6), in der er die Messungen mit einer seiner kugelförmigen Kadmiumzellen für ein Jahr mitteilt. Das Resultat seiner Messungen ist in Isoplethenform dargestellt. Eine Registrierung mit Hilfe dieser Zelle wurde jedoch nicht ausgeführt.

Beschreibung der Zelle und der Registrieranordnung.

Die nach unseren Angaben von der Firma Otto Preßler (Leipzig) hergestellte erste kugelförmige Kadmiumzelle zeigt Fig. 1.

Eine verhältnismäßig dicke Kadmiumschicht ist auf der Außenseite einer Glashohlkugel von 4 cm Durchmesser niedergeschlagen; diese Kugel umgibt im Abstande von etwa 5 mm die aus einzelnen, kreisförmig angeordneten Drähten zusammengesetzte Anode; die Drähte sind so dünn, daß sie keinen merklichen Teil der Strahlung wegnehmen; außerdem sind sie symmetrisch um die Kugel verteilt. Dieses Netz wird von einer äußeren Kugel aus Uviolglas umgeben. Die Zelle hat zur Erhöhung der Empfindlichkeit eine Argonfüllung, was auch die Verwendung niedriger Spannungen zwischen der Kadmiumschicht und der Anode gestattet. Die Zelle wurde in der Werkstatt des Physikalischen Instituts aufmontiert, d. h. in eine Metallhülse gekittet, die unten mit einer Bernsteinplatte abgeschlossen wurde. In dieser sitzen die beiden Zuführungen zu der Kadmiumkathode und zu der Netzanode. Die Prüfung der Zelle auf Isolation ergab befriedigende Resultate. (Die späteren Zellen wurden samt isolierendem Abschluß von der Firma Preßler fertig geliefert.)

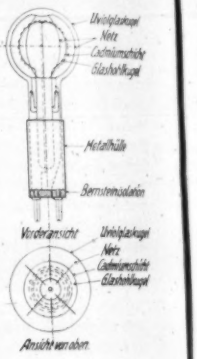

Fig. 1.

Um zunächst die gleichmäßige photoelektrische Empfindlichkeit der Kadmiumzelle auf den verschiedenen Seiten der Kadmiumkugel zu prüfen, wurde die aufgeladene Kugel bei gleichzeitiger Erdung der Anode mit einem Elektrometer verbunden und die Entladungszeiten gemessen, während die Kugel mit einer Vitaluxlampe, die genügend ultraviolette Strahlung liefert, bestrahlt wurde. Bei gleichem Abstand der Lampe ergaben sich bei Bestrahlung von den verschiedenen Seiten stets die gleichen Entladungszeiten; die Kadmiumschicht war also überall gleichmäßig photoelektrisch empfindlich, und außerdem war die Dicke der umgebenden Uviolglaskugel ebenfalls überall gleich.

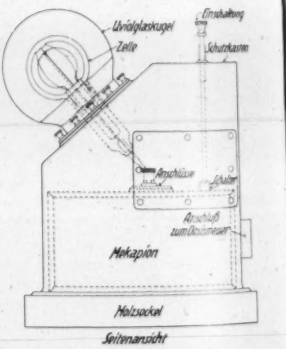

Fig. 2.

Nunmehr wurde die Zelle unter einem Winkel von 54° (dem Breitengrad von Greifswald) auf einem mattgeschwärzten, völlig geschlossenen Metallkasten (Fig. 2) auf den Registrierapparat aufgesetzt. Zum Schutz gegen Feuchtigkeit und sonstige atmosphärische Einflüsse wurde über die Zelle noch eine zweite, auf einen Metallring aufgegipste Uviolglaskugel (bei den späteren Versuchen eine Quarzglaskugel) gesetzt und der

1) Eine kurze vorläufige Mitteilung von uns über die Konstruktion der kugelförmigen Zelle und ihrer Anwendung ist im 60. Jahrg. 1932/33 der Mitt. d. Naturwiss. Ver. f. Neuvorpommern und Rügen in Greifswald erschienen. — Unsere Messungen waren schon im Gange, als das Buch von R. Fleischer u. H. Teichmann, „Die lichtelektrische Zelle" (Verlag Steinkopff, Dresden-Leipzig 1932) erschien. Aus S. 124 ist zu ersehen, daß schon früher H. D. Griffith (Photoelectric photometry in relation to therapy) eine kugelförmige Kadmiumzelle mit umgebender Anode angegeben hat. Das Kadmium ist bei Griffith nicht auf einer Glashohlkugel, sondern auf einer Metallkugel niedergeschlagen. Über Messungen oder gar Registrierungen mit dieser Zelle ist uns nichts bekannt geworden.

Ring auf dem Kasten festgeschraubt. Auch die äußere Uviolglaskugel war nicht mattiert, da davon kein Vorteil zu erwarten gewesen wäre (7).

Als Registriervorrichtung diente das Mekapion der Firma S. Strauß (8) in Wien. Das Mekapion ist, wie schon eben angedeutet wurde, in dem wasserdichten Metallkasten mit eingebaut. An dem Kasten ist eine kleine Türe angebracht, an welcher innen eine Schale mit einem Trockenmittel (Kalziumchlorid) befestigt ist. Diese Anordnung zeigte auch bei strömendem Regen und Hagelwetter keine Verschlechterung der Isolation. Bei anhaltend feuchtem Wetter konnte es dagegen geschehen, daß schließlich Feuchtigkeit eine Verschlechterung der Isolation herbeiführte. Dann wurde der Apparat vom Dache, auf dem er für gewöhnlich stand, heruntergeholt und durch Wärme (auf einem mäßiggeheizten Ofen od. dgl.) getrocknet. Dabei gingen höchstens ein bis zwei Tage zur Messung verloren. Die Registrierung durch das Mekapion erfolgt in der Weise, daß bei jedem Schlag des Mekapions im Dosiszähler ein Papierstreifen um $0{,}5$ mm vorrückt. Die Zahl der Schläge ist proportional der durch die Zelle geflossenen Elektrizitätsmenge und damit dem Zeitintegral der Strahlung. Die Länge des während einer bestimmten Zeit abgelaufenen Streifens ist also ein Maß für die während dieser Zeit von Himmel und Sonne ausgesandten Strahlung.

Dieser Dosiszähler, ferner die für das Mekapion erforderlichen Akkumulatoren- und Anodenbatterien nebst einer Weckuhr, die jeden Morgen um vier Uhr die Apparatur automatisch einschaltet, befinden sich in einem zweiten Kasten, der auf einem passenden Eisengestell auf dem Boden der Plattform des Daches aufgestellt ist. Die Zuführung von dem Mekapion zu den Batterien und der Uhr bildet ein wasserdichtes Kabel. Die Ausschaltung am Abend erfolgt von Hand.

Prüfung der Apparatur.

Die Prüfung der Isolation des Mekapions allein und des Mekapions mit der Zelle zusammen ergab durchaus befriedigende Resultate: beim Einschalten des Mekapions allein rückte der Papierstreifen des Dosiszählers in 14 Stunden nur um 2,5 mm vor, bei der Messung der Isolation des Mekapions und der Zelle zusammen in derselben Zeit um etwa ebensoviel. Die Prüfungen wurden während der eigentlichen Messungen öfters wiederholt.

Eine Änderung der Anodenspannung innerhalb enger Grenzen (von 125 bis 130 Volt) hatte, wie zu erwarten, keinen Einfluß auf die Geschwindigkeit des Ablaufes des Papierstreifens.

Bekanntlich funktioniert das Mekapion so, daß das durch einen Induktionsstoß negativ aufgeladene Gitter einer Verstärkerröhre durch den lichtelektrischen Strom in der Zelle entladen wird; ist die Ladung des Gitters hinreichend gesunken, so daß der Anodenstrom wieder fließen kann, so erfolgt durch ein Relais eine neue Aufladung des Gitters. An der Zelle liegt hierbei außer einer Batteriespannung von etwa 80 Volt die induzierte Spannung der Sekundärwicklung des Transformators, so daß im Verlauf der Entladung die Spannung an der Zelle von etwa 250 Volt auf 100 Volt sinkt; unterhalb dieser Spannung beginnt der Anodenstrom wieder zu fließen, das Relais wird ausgelöst und die Zelle neu aufgeladen. Diese Spannung würde also, wenn sie an einer Vakuumzelle läge, stets genügen, um einen Sättigungsstrom auszulösen.

Die von uns zunächst benutzte Kadmiumzelle war aber im Interesse der Erhöhung der Empfindlichkeit mit Argon gefüllt; für diese Zelle gilt nach K. Büttner (9) die Beziehung

$$i = J \cdot 10^{C \cdot V} = J \cdot (1 + \alpha)^V,$$

worin i den lichtelektrischen Strom, J die Strahlungsintensität, V die Spannung an der Zelle und C eine Konstante bedeutet; es ist ferner $1 + \alpha = 10^C$ gesetzt. Unter Benutzung der Gleichung $i = K \frac{dV}{dt}$, worin K die Kapazität des Elektrometersystems bedeutet, ergibt sich

$$J = \frac{1}{t \cdot K} \cdot \frac{(1 + \alpha)^{V_1} - (1 + \alpha)^{V_2}}{\ln (1 + \alpha)};$$

darin bedeutet V_1 die Anfangsspannung an der Zelle zur Zeit $t = 0$, und V_2 die Endspannung nach Ablauf der Zeit t. Bei gegebenem V_1 und V_2 ist also die Strahlungsintensität J der abgelaufenen Zeit t, die hier nun der Dosiszähler des Mekapions mißt, umgekehrt proportional. Der Proportionalitätsfaktor aber hängt, bei konstanter induzierter Spannung von der zusätzlichen, der Anodenbatterie entnommenen Spannung ab. Da die Spannung dieser Batterie nicht ganz konstant blieb, wurde für das Intervall von 76 bis 83 Volt die Abhängigkeit empirisch bestimmt. Die folgende Tabelle I gibt die Messungen wieder; in ihr steht in der ersten Spalte die von der Anodenbatterie abgezweigte Spannung E in Volt, in der zweiten die dem lichtelektrischen Strom und der Strahlungsintensität umgekehrt proportionale Zeit t zwischen zwei Aufladestößen des Mekapions (Knacken im Mekapion) in Sekunden. In der dritten Spalte steht unter V das Verhältnis $\frac{t}{E}$, wobei das Verhältnis für $E = 80$ Volt gleich 1 gesetzt ist und die anderen Verhältnisse darauf bezogen sind:

Tabelle I.

E in Volt	t in sec	V
76	19,0	1,12
77	18,5	1,09
78	18,0	1,06
79	17,5	1,03
80	17,0	1,00
81	16,3	0,96
82	15,7	0,92
83	15,0	0,88

Mittels dieser Tabelle konnten bei einer von 80 Volt abweichenden Spannung die Intensitäten bzw. die ihnen umgekehrt proportionalen, auf dem Papierstreifen des Dosismesser abgelesenen Zeiten auf die Spannung von 80 Volt umgerechnet werden. Im allgemeinen war diese Umrechnung nicht nötig, denn es ließ sich die Spannung leicht auf 80 Volt konstant halten, und zwar für längere Zeit.

Um ferner das gleichmäßige Funktionieren des Mekapions mit Dosismesser zu prüfen, wurde die Zelle mit einer sehr konstanten Quelle ultravioletter Strahlung, nämlich einer Vitaluxlampe der Osram-Gesellschaft, bestrahlt. Das Spektrum dieser Lampe enthält noch in hinreichender Intensität eine kontinuierliche Ultraviolettstrahlung, die durch das Umhüllungsglas der Lampe bei einer Wellenlänge von 280 mμ ungefähr abgebrochen wird. Eine 110-Volt-Lampe wurde an die Institutsbatterie von 110 Volt Spannung angeschlossen. Bei festgehaltenem Lampenabstand ergaben sich folgende Zeiten zwischen zwei Knacken des Mekapions: $t = 217, 214, 213, 216, 213, 215, 217, 216, 217, 219, 217, 218, 218$ sec. Die Zahlen zeigen, daß diese Ablaufszeiten gut konstant sind, das Mekapion also ordnungsgemäß funktioniert. Zu achten ist nur auch darauf, daß die Spannung der Batterie zum Heizen des Glühfadens der Vakuumröhre nicht unter 3,9 Volt sinkt; am besten hat man zwei Heizbatterien zum Auswechseln.

Die Verstärkerröhre muß bei Dauerbetrieb von Zeit zu Zeit erneuert werden, nach unserer Erfahrung etwa nach je einem halben Jahre. Neuerdings soll es Röhren geben, die bei Dauerbetrieb ein Jahr lang aushalten.

Der Kondensator des Mekapions war ursprünglich mit Zeresin ausgegossen. An heißen Sommertagen, wenn die Temperatur über 35° C gestiegen war, zeigte sich, wahrscheinlich durch Weichwerden des Dielektrikums bedingt, eine Verschlechterung der Isolation. Wir halfen uns zunächst so, daß wir das Mekapion durch aufgelegte Tücher vor zu starker Erwärmung schützten. Inzwischen ersetzten wir den Kondensator durch einen Luftkondensator oder auch einen Kondensator mit einem Dielektrikum aus einer Mischung von Schwefel und Paraffin.

Die Konstanz der Zelle wurde zu verschiedenen Zeiten mit Hilfe der Vitaluxlampe, die mit gemessener Stromstärke brannte, bei stets demselben Abstande geprüft und erwies sich als gut.

Eine Prüfung der Proportionalität der am Dosismesser abgelesenen Streifenlängen mit der durch Abstandsänderung variierten Intensität ergab ein zufriedenstellendes Resultat.

Benutzung der Vitaluxlampe für Eichung im Ultraviolett.

Eichungen von Kadmiumzellen sind bisher meistens mit Hilfe von Quecksilberlampen angestellt worden; für Bestimmungen des Absolutwertes der Empfindlichkeit muß dann aber jedesmal die Quecksilberlampe etwa durch bolometrische Messungen ihrer Intensität absolut geeicht werden. Das ist besonders wegen der geringen Konstanz der Quecksilberlampe umständlich und schwierig. In der Praxis ist man daher nicht so verfahren, sondern bisher sind die Kadmiumzellen nach dem Vorschlag von Dorno durch Eichung an der Station in Davos an eine nur für diese Eichzwecke benutzte, sonst im Dunkeln aufbewahrte alte Kadmiumzelle, von der man mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Unveränderlichkeit annehmen darf, angeschlossen, oder an eine damit geeichte Zelle im Meteorologisch-Magnetischen Observatorium in Potsdam.

Wenn man dagegen eine Lampe hat, die bei gegebener Stromstärke immer genau dieselbe Ultraviolettstrahlung gibt, so wird eine Eichung von Kadmiumzellen einfach mit Hilfe einer solchen Lampe möglich. Eine solche Lampe dürfte die Vitaluxlampe sein (mit durchsichtigem, nichtgefärbten Glase). Ihr Glas läßt noch genügend Ultraviolett durch, um bequeme Messungen mit der Kadmiumzelle zu ermöglichen. Außerdem ist ihr Spektrum kontinuierlich. Die Intensität der Lampe ist durch die Stromstärke ähnlich gut definiert wie die der Glühlampen der optischen Pyrometer; außerdem ist die Intensität ihrer Ultravioletts trahlung stets dieselbe, wenn die Intensität der Strahlung für eine Wellenlänge im sichtbaren Gebiet dieselbe ist, was mit einem Mikropyrometer leicht gemessen werden kann. Ferner könnten Vitaluxlampen in bezug auf ihre Ultraviolettstrahlung bei gegebener Stromstärke wohl in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht werden. Vielleicht wären auch Wasserstoffröhren zur Eichung sehr geeignet. (In praxi zeigte sich [siehe weiter unten], daß beim Vergleich zweier Zellen aufeinander die Vitaluxlampe gute Dienste leistete, bei Messungen ganzer Tageswerte aber die Sonne selbst die beste Strahlenquelle war. Doch handelte es sich hierbei nicht um eine absolute Eichung.) Für wirklich

vergleichbare Messungen der Ultravioletttstrahlung an verschiedenen Orten müssen dann natürlich Kadmiumzellen mit gleicher Empfindlichkeitskurve für die verschiedenen Wellenlängen in dem in Betracht kommenden ultravioletten Wellenlängengebiete benutzt werden.

Registrierung der Ultravioletttstrahlung von Himmel und Sonne mit der neuen Apparatur.

Hier sind vorläufig nur Registrierungen der Relativwerte der „Ultravioletttstrahlung" mittels der beschriebenen kugelförmigen, argongefüllten Kadmiumzelle Nr. 631/o und dem Mekapion nebst Dosismesser vorgenommen. Als Maß wurde die während eines Tages auf dem Papierstreifen des Dosismessers abgelesene Länge in Millimetern benutzt. In Fig. 3 sind die Messungen während der Monate April bis Juni 1932 wiedergegeben. Der Monatsmittelwert für Mai ergibt sich zu 88, der für Juni zu 124. Im Juli sinkt der Monatsmittelwert. Diesen durch die Witterung bedingten kleineren Monatsmittelwert im Juli gegenüber dem im Juni ergab auch die Azetonmethode.

Registrierungen mit einer zweiten und viel empfindlicheren argongefüllten Kadmiumzelle Nr. 33/0626 (zur Abkürzung mögen argongefüllte Zellen Argonzellen genannt werden im Gegensatz zu den noch zu erwähnenden Vakuumzellen), die wir im Juli 1933 erhielten, zeigt Fig. 4. Die Abnahme der Strahlung von Juli bis November 1933 ist sehr deutlich zu sehen. Im Sommer sind mitunter sehr geringe Werte verzeichnet; sie entsprachen durchaus der Witterung an dem betreffenden Tage. Die Länge der Striche (Streifen)

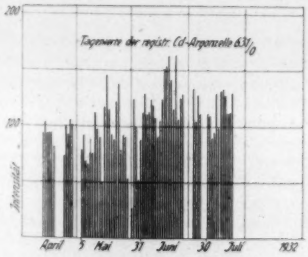

Fig. 3.

bedeuten diesmal Zentimeter. Die Argonzelle Nr. 33/0626 ist also mindestens zehnmal so empfindlich wie die erste Argonzelle Nr. 631/o. Der Grund der größeren Empfindlichkeit der Zelle Nr. 33/0626 liegt einmal in den anderen Dimensionen, die sie gegenüber der Zelle Nr. 631/o besitzt. (Der Durchmesser der inneren Glashohlkugel beträgt 5 cm, derjenige der äußeren Kugel 6,5 cm. Das Netz der Anode liegt dichter um die Kadmiumschicht als bei Zelle Nr. 631/o;) Zum anderen sind die Empfindlichkeitskurven beider Zellen nicht die gleichen; die Zelle

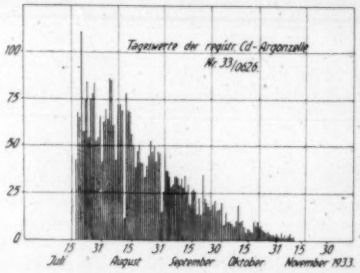

Fig. 4.

Nr. 33/0626 spricht auf ein größeres Gebiet der ultravioletten Sonnen- und Himmelsstrahlung an als Zelle Nr. 631/o (siehe Fig. 5; Näheres weiter unten).

Vergleichsmessungen registrierender Kugel-Kadmiumzellen.

Es war nun vor allem erforderlich, Vergleichsmessungen zweier Kadmiumzellen auszuführen. W. Mörikofer [siehe unter (3) letztes Zitat S. 63] hat eine aufschlußreiche und in aller Kürze zusammenfassende Darlegung über Vergleichbarkeit von Kadmiumzellen gegeben. In diesem Zusammenhang sei ferner auf die Arbeiten von H. Bomke (10), U. Chorus (11), W. Mörikofer und F. Levi (12) und die schon unter (3) genannten Arbeiten hingewiesen.

Eine gleiche Empfindlichkeitskurve war am ersten von unter gleichen Bedingungen hergestellten Vakuumzellen zu erwarten. Die Firma Preßler stellte uns zwei solcher Vakuumzellen gleichzeitig her, etwas später ebenfalls zwei argongefüllte Zellen (Argonzellen); die Dimensionen dieser Zellen waren dieselben wie diejenigen der Zelle Nr. 33/0626 (siehe oben) und verschieden von Zelle Nr. 631/o.

Fig. 5 zeigt mitten und unten die Empfindlichkeitskurven der Vakuumzellen Nr. 33/0212 und Nr. 33/0217, die gleichzeitig hergestellt worden waren. Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Empfindlichkeitskurven beider Zellen der Lage nach übereinstimmen. Zum Vergleich mit der Empfindlichkeitskurve ist bei Zelle Nr. 33/0212 auch die Erythemkurve (13) miteingezeichnet worden, wobei der Maximalwert der Empfindlichkeit bei sämtlichen Kurven gleich 100 gesetzt und die übrigen Werte darauf

umgerechnet wurden. (Bei der Wellenlänge $\lambda = 290$ mμ ist ein Strich parallel der Ordinatenachse gezogen, und zwar bei sämtlichen Kurven, um damit die Grenze anzudeuten, bis zu welcher etwa die ultraviolette Sonnen- und Himmelsstrahlung geht). Eine dritte Vakuumzelle

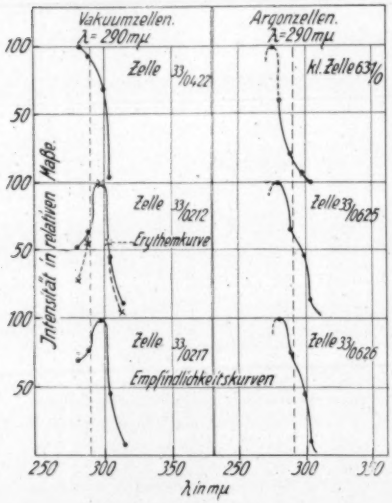

Fig. 5.

Nr. 33/0422, die einige Wochen später unter anderen Bedingungen hergestellt worden war, zeigt einen von den beiden anderen Vakuumzellen erheblich verschiedenen Verlauf der Empfindlichkeitskurve (siehe Fig. 5 oben).

Die Empfindlichkeitskurven waren mit einem Doppelmonochromator nach R. Pohl (14) erhalten worden. (Die Apparatur befand sich hier im Pharmakologischen Institut. Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Wels, sowie Herrn Dr. Becker, sei an dieser Stelle für die Überlassung des Apparats unser herzlichster Dank ausgesprochen.) Als Lichtquelle diente eine Quarzquecksilberlampe. Über das Verhältnis der Intensitäten der einzelnen Linien bei neuen und alten Lampen sei auf die Arbeiten von L. Reeve, G. Franklin und R. E. W. Maddison (15) und E. H. Reerink und A. van Wyk (16) verwiesen, wonach eine Berechnung des Verhältnisses der Intensitäten, bezogen auf eine der Linien als Ausgangslinie, sehr leicht möglich ist.

Es seien nun die Messungen mit den beiden Vakuumzellen Nr. 33/0212 und Nr. 33/0217 erörtert. Was zunächst die Messungen der einzelnen Zellen vor der Vitaluxlampe betraf in bezug auf die verschiedenen Seiten einer jeden Zelle (mit einem Elektrometer gemessen), so zeigten die verschiedenen Seiten nicht ganz die gleichen Abläufe; doch glichen sich diese kleinen Unterschiede in dem Integralwert der Tagesmessungen selbst aus beim Vergleich vor Sonne. — Um einigermaßen zu erfahren, wie sich die Abläufe beider Zellen verhalten würden, wurden dann mittels zweier Stoppuhren die Abläufe beider Zellen am Mekapion in genau dem gleichen Abstand von einer Vitaluxlampe verglichen. Da uns ein zweites Mekapion freundlicherweise von Herrn Ingenieur S. Strauß (Wien) geliehen worden war, so ließ sich diese Messung ohne weiteres ermöglichen. Es ist nun leicht ersichtlich, daß, wenn auch die Empfindlichkeitskurven beider Zellen der Lage nach übereinstimmten, deswegen doch keineswegs die Absolutwerte der Empfindlichkeiten die gleichen zu sein brauchten. Dies war auch nicht der Fall. Wir halfen uns auf die Weise, daß wir an einem der beiden Registrierapparate einen veränderlichen Kondensator anbrachten, mit dem die Absolutwerte der Empfindlichkeiten beider Anordnungen bis auf einige Prozent einander gleich gemacht werden konnten. Bei den Vakuumzellen ist natürlich die Strahlungsintensität der Zeit zwischen zwei Aufladestößen des Mekapions umgekehrt, der Vorrückungsstrecke des Papierstreifens des Dosiszählers während der Meßzeit direkt proportional.

Die Resultate einiger Messungen sind in Tabelle II angeführt. Während der ersten Messungen wurde noch durch Einstellen mittels des Drehkondensators versucht, die möglichste Gleichheit in der Empfindlichkeit der beiden Anordnungen zu erreichen. Es ist daher nicht verwunderlich, daß einmal die mit der einen Zelle, ein andermal die mit der anderen Zelle gemessenen Werte ein wenig größer waren. Ließ man aber den Kondensator auf einer bestimmten Stelle stehen, dann hielt sich der prozentuale Unterschied — und das ist das Wesentliche bei diesen Messungen — auf einem bestimmten Werte.

Tabelle II.

Vergleichsmessungen der Vakuumzellen Nr. 33/0212 und Nr. 33/0217.

Datum	Tageswerte		Prozentualer Unterschied
	Zelle Nr. 33/0212 in cm	Zelle Nr. 33/0217 in cm	
30. III. 1933	25,85	27,76	7,0
7. IV. 1933	31,40	29,50	−6,0
12. IV. 1933	23,80	22,80	−4,2
25. IV. 1933	42,20	40,45	−4,1
26. IV. 1933	43,28	41,28	−4,6
3. V. 1933	39,28	40,59	3,2
4. V. 1933	**38,95**	**38,76**	−0,5
5. V. 1933	**37,95**	**37,30**	−1,7

Die folgende Tabelle III gibt die ergänzenden Daten der Bewölkung in Grad und Dichte wieder.

Tabelle III.

(Ergänzende Tabelle zu Tabelle II.)

Datum	Bewölkung, Grad und Dichte Ablesetermine I (7^h)	II (14^h)	III (21^h)	Bemerkungen
30. III. 1933	9^1	5^0	0	Heiter bis bedeckt
7. IV. 1933	0	3^0	1^0	Heiter, zeitweise Kumuli
12. IV. 1933	4^1	3^1	10^1	Heiter b. bewölkt, zeitweise Kumuli
25. IV. 1933	0	0	0	Strahlendschönes Wetter, wolkenlos
26. IV. 1933	0	0	0	Strahlendschönes Wetter, wolkenlos
3. V. 1933	0	0	0	Heiter, zeitweise Kumuli
4. V. 1933	0	7^0	1^0	Heiter, zeitweise Kumuli
5. V. 1933	0	1^0	5^1	Heiter, zeitweise Kumuli

Zur Veranschaulichung sind in Fig. 6 unter I die Werte von Tabelle II dargestellt. Die übereinander gezeichneten Striche beider Zellen sind die zu einem Tage gehörigen Tageswerte und gehören der Reihe nach zu den in Tabelle II angegebenen Tagen. (Die Länge der Striche bedeuten Zentimeter.)

Das Ergebnis ist also durchaus zufriedenstellend. Daß wir nun mit Vakuumzellen zunächst nicht weiter arbeiteten, hatte seine Ursache in dem leidigen Umstande, daß das Kadmium, das auf der Außenseite der inneren Glashohlkugel niedergeschlagen war, unter Einwirkung der Sonnenstrahlung verdampfte und sich auf der Innenseite der äußeren Uviolglaskugel niederschlug. Obwohl die beiden Vakuumzellen dennoch weiterhin recht gute Werte lieferten, schien es uns nicht mehr ganz einwandfrei, weitere Vergleichsmessungen damit auszuführen.

Wir kehrten daher zunächst zu Messungen mit argongefüllten Zellen zurück. Die Dimensionen der beiden Argonzellen Nr. 33/0625 und Nr. 33/0626 sind, wie schon erwähnt wurde, dieselben wie die der Vakuumzellen Nr. 33/0212 und Nr. 33/0217. Die Empfindlichkeitskurven dieser beiden Zellen Nr. 33/0625 und Nr. 33/0626 sind neben denen der beiden Vakuumzellen auf Fig. 5 zu sehen. Sie stimmen in sich wieder ganz gut überein, sind jedoch verschieden von der Empfindlichkeitskurve unserer ersten kleinen Argonzelle Nr. 631/0, deren Empfindlichkeitskurve ebenfalls auf Fig. 5 wiedergegeben ist.

Die beiden Argonzellen Nr. 33/0625 und Nr. 33/0626 erhielten wir kurz bevor eine Expedition nach Spitzbergen von der Deutschen Seewarte, Hamburg, unternommen wurde. Durch die freundliche Vermittlung von Herrn Regierungsrat Dr. Georgi (Meteorologische Versuchsanstalt der Deutschen Seewarte, Hamburg) und das große Entgegenkommen der Deutschen Seewarte selbst war es möglich, eine der beiden Argonzellen auf die Polarfahrt mitzugeben. Herr Dr. Rieth hatte die große Freundlichkeit, die Zelle samt Apparatur während der Fahrt zu überwachen. Für alle Bemühungen sei an dieser Stelle unser besonderer Dank ausgesprochen.

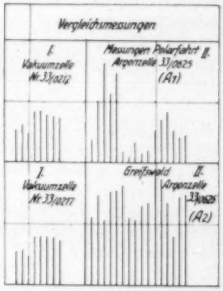

Fig. 6.

Bevor jedoch eine der Zellen mitgegeben werden konnte, mußten Vergleichsmessungen mit der zurückbleibenden Argonzelle angestellt werden. Auch ein neuer Schutzkasten usw. mußte in aller Eile angefertigt werden. Wir mußten uns darauf beschränken, Vergleichsmessungen zunächst mit zwei Stoppuhren zu verschiedenen Stunden und Tagen auszuführen. Nach zufriedenstellenden Ergebnissen wurde die eine vollständige Apparatur für die Fahrt übergeben. Die Resultate der Messungen sind in Fig. 6 unter II aufgezeichnet. Übereinanderliegende Striche gehören wieder zusammen. Sie stellen den Tageswert am selben Tage dar, einmal in Greifswald gemessen, einmal während der Polarfahrt. Während in Greifswald durchschnittlich in der Zeit recht schönes Wetter herrschte, war dies nach schriftlichen wie mündlichen Berichten während der Polarfahrt leider nicht der Fall, so daß der uns interessierende Vergleich der Strahlungsintensitäten nicht recht zur Geltung kam. Eine Vergleichung, die nach Rückkunft der einen Apparatur zwischen beiden Zellen vorgenommen wurde, zeigt die folgende Tabelle IV.

Tabelle IV.

Datum	Tageswerte Zelle Nr. 33/0625 in cm	Zelle Nr. 33/0626 in cm	Prozentualer Unterschied
8. IX. 1933	18,9	19,1	1,0
9. IX. 1933	47,5	50,9	6,6
10. IX. 1933	47,2	50,9	7,3

Im Durchschnitt dürfte der prozentuale Unterschied für die beiden Zellen und Apparate zufriedenstellend sein. — Leider zeigte es sich aber sehr bald, daß das Mekapion auf seiner Rückreise Hamburg–Greifswald, wie sich zweifelsohne feststellen ließ, gelitten haben mußte, so daß weitere Vergleichsmessungen abgebrochen werden mußten. Dagegen sind weitere Registrierungen mit der zurückgebliebenen Zelle Nr. 33/0626, wie schon erwähnt und durch Fig. 4 gezeigt worden war, ausgeführt worden.

Zusammenfassung.

Es werden kugelförmige Kadmiumzellen beschrieben, die mit Hilfe des Mekapions von S. Strauss eine bequeme Registrierung der ultravioletten Sonnen- und Himmelsstrahlung gestatten. Die Kadmiumzellen waren zum Teil hochevakuiert, zum Teil mit Argon gefüllt; bei den ersteren trat jedoch unter Einwirkung der Sonnenstrahlung eine allmähliche Destillation des Kadmiums von der Bestrahlungskugel (mit Kadmium überzogenen inneren Glashohlkugel) auf die Innenseite der äußeren, umgebenden Uviolglaskugel ein. Zwei gleichzeitig von der Firma Preßler (Leipzig) hergestellte Vakuumzellen zeigten untereinander recht gleiche spektrale Empfindlichkeitskurven, die weitgehend mit der Erythemkurve zusammenfielen. Bei einer dritten zu anderer Zeit hergestellten Vakuumzelle war das Maximum der Empfindlichkeitskurve zu kürzeren Wellenlängen hin verschoben. Ebenso zeigten zwei gleichzeitig hergestellte argongefüllte Zellen untereinander gleiche Empfindlichkeitskurven, deren Maximum gegenüber dem der Vakuumzellen nach der Seite der kürzeren Wellenlängen hin verschoben war (eine früher hergestellte argongefüllte Zelle hatte eine abweichende Empfindlichkeitskurve). Die Konstanz der Zellen erwies sich als eine gute. Bei Abschluß der Zellen durch eine Schutzkugel und Quarzglas funktionierten die Zellen auch bei schlechtem Wetter im Freien sehr gut. Die Eichung (wie auch die Prüfung auf Konstanz) der Zellen geschah mit einer starken Vitaluxlampe, die eine kontinuierliche Ultravioletstrahlung hinreichender Intensität bis ungefähr 280 mμ ausstrahlt. Der Vorteil der Verwendung von Vitaluxlampen gegenüber Quecksilberbogenlampen besteht darin, daß sie bei Speisung mit einer gegebenen Stromstärke und hinreichender Schonung stets dieselbe definierte Ultraviolettstrahlung liefern. Die verschiedene Absolutempfindlichkeit zweier Zellen kann in bequemer Weise durch Einstellung des Kondensators am Mekapion ausgeglichen werden.

So dürften die beschriebenen Kadmiumzellen, wenn ihre Herstellung mit gleichen Empfindlichkeitskurven, wie zu erwarten, immer sicherer wird, in Verbindung mit dem Straussschen Mekapion eine ebenso bequeme wie zuverlässige Registriermethode für das Ultraviolett der Sonnen- und Himmelsstrahlung bilden.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sei für die Mittel zur Beschaffung der Zellen und auch für ein Forschungsstipendium zur Ermöglichung der Messungen verbindlichst gedankt.

Literaturverzeichnis.

1) C. Dorno, Meteorol. Zeitschr. **39**, 318, 1922.
2) M. Bender, Meteorol. Zeitschr. **47**, 285, 1930.
3) C. Dorno, Meteorol. Zeitschr. **41**, 274, 1924. — Fr. Linke, Strahlentherapie **35**, 62, 1930. — Erklärung mehrerer Forscher: Meteorol. Zeitschr. **47**, 459, 1930. — Fr. Linke, ebenda 496. — Fr. Levi, ebenda **49**, 139, 1932. — Internationale Strahlungskommission: Protokolle d. Sitzungen in Frankfurt a. M., 15. bis 17. Sept. 1932. (Kemink en Zoon N. V. Utrecht 1933.)
4) K. Büttner, Strahlenther. **39**, 358, 1931.
5) H. Goldschmidt, Meteorol. Zeitschr. **48**, 335, 1931.
6) H. Goldschmidt, Strahlenther. **48**, 1, 1933.
7) E. Flach, Gerlands Beitr. z. Geophys. **25**, 290, 1930.
8) S. Strauß, Strahlenther. **28**, 205, 1928. — S. Strauß in: H. Meyer, „Lichtbiologie und Lichttherapie". S. 205. Berlin-Wien 1928. — Ferner „Der Röntgendosismesser Mekapion mit seinen Hilfsgeräten" von Ing. S. Strauß, Wien (1930), Pointengasse 5.
9) K. Büttner, Strahlenther. **32**, 403, 1929.
10) H. Bomke, Ann. d. Phys. (5) **10**, 579, 1931.
11) U. Chorus, Gerlands Beitr. z. Geophys. **36**, 280, 1932.
12) W. Mörikofer u. F. Levi, Naturw. **19**, 399, 1931.
13) K. W. Hausser u. W. Vahle, Strahlenther. **13**, 41, 1922. — W. W. Coblentz, R. Stair u. J. M. Hogue, Strahlenther. **42**, 373, 1931 (a. d. Engl. übersetzt). — W. W. Coblentz, R. Stair u. J. M. Hogue, Bur. of Stand. Journ. of Res. **8**, 541, Nr. 4, 1932 (RP. 433). — E. Q. Adams, B. T. Banes u. W. E. Forsythe, Journ. of the Opt. Soc. of Amer. Vol. **21**, Nr. 4, April 1931.
14) R. Pohl, Naturw. **15**, 433, 1927.
15) L. Reeve, G. Franklin u. R. E. W. Maddison, Journ. phys. Chem. **29**, 39 u. 713, 1925.
16) E. H. Reerink u. A. van Wyk, Aus dem Naturkund. Lab. d. N. V. Philips Gloeilampenfabr., Eindhoven. Gepubl. in: Compt. Rend. du 11e Congr. Intern. de la Lumière, Copenhague. Aout 1932.

Greifswald, den 26. Januar 1934. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 29. Januar 1934.)

Versuche zum Nachweis der Doppelbrechung der Röntgenstrahlen.

Von H. Seemann.

Mit Tafel III.

Eine neue Form der dynamischen Theorie der Röntgeninterferenzen v. Laues, über die L. Posener[1]) kürzlich berichtete, behandelt den Kristall nur noch als den Ort räumlich variierender Dielektrizitätskonstanten gegenüber der Strahlung. Will man ein derartig idealisiertes Gebilde wieder mit den vertrauten Figuren der Atomsysteme erfüllen, sei es zur Prüfung, sei es zum Vergleich, so wird man dem einheitlichen lückenlosen Charakter der neuen Vorstellung dadurch Rechnung tragen müssen, daß man die Anisotropie des Kristalls nicht mehr ausschließlich in der gegenseitigen geometrischen Lage der als isotrop gedachten Streuzentren erblickt, wie bei der alten Laueschen Theorie und der von Ewald, sondern sie bis in die Atome hinein erstreckt. Das bedeutet für nichtreguläre Kristalle, daß ihre Atome nicht mehr als Skalare zu behandeln sind, sondern tensoriellen Charakter besitzen. Hierüber könnte die Wechselwirkung mit Röntgenstrahlen Auskunft geben, da sie im Gegensatz zu den längeren Wellen empfindlich auf Atomeigenschaften reagieren. Man müßte alle optischen Eigenschaften ein- und zweiachsiger Kristalle auch mit ihnen auffinden können, wenn die Atomanisotropie genügend ausgeprägt ist.

Obwohl die Anregung zu derartigen Versuchen, die in erster Linie auf die Doppelbrechung abzielten, erst vor zwei Monaten durch Herrn Prof. v. Laue erfolgte, gelang es doch mit einiger Sicherheit nachzuweisen, daß die Winkelabweichung des ordentlichen und außerordentlichen Röntgenstrahls im Verhältnis zum Brechungswinkel (relative o–e-Divergenz) bei Kalkspat, falls sie überhaupt vorhanden ist, kleiner sein muß als die lichtoptische relative o-e-Abweichung der Mehrzahl der aktiven Kristalle.

Brechung bei Raumgitterinterferenz an natürlicher Spaltfläche.

Es gibt in der Hauptsache zwei Möglichkeiten zur Aufsuchung von Doppelbrechung der Röntgenstrahlen, den direkten Nachweis mittels Dispersionsprisma aus einem optisch einachsigen oder zweiachsigen Kristall bei fast streifendem Eintritt in einer möglichst senkrecht zu der optischen Achse gelegenen Richtung oder die Prüfung der bei Raumgitterinterferenz als Nebenerscheinung auftretenden Ein- und Austrittsbrechung auf Richtungsempfindlichkeit gegenüber den Achsen, wie er l. c. 1 angedeutet wird.

1) Lotte Posener, Naturwissenschaften **21**, 562, 1933.

Letzterer Weg wurde zuerst beschritten und möge daher zuerst behandelt werden. Die Brechung bei der Raumgitterinterferenz, die uns theoretisch als die „Ewaldsche Abweichung vom Braggschen Gesetz" geläufig ist, ist schon so oft quantitativ untersucht worden, daß eine merkliche Doppelbrechung zufällig hätte entdeckt werden können, wenn die optische Kristallachse, insbesondere bei genauen Messungen an Kalkspat, verschiedene Lage gegen die Drehachse des Spektrographen bzw. die Spaltrichtung gehabt hätte. Bei jeder Neigung der optischen Achse hätte bei Existenz merklicher Doppelbrechung ein etwas anderer Wert der Ewaldschen Abweichung, d. i. der Brechung, gefunden werden müssen. Eine solche Beobachtung findet sich nicht in der Literatur, und auch Verf. ist bisher nichts dergleichen aufgefallen. Daß etwa eine regelrechte Verdoppelung der Linien auftreten könnte, kommt wegen der Winzigkeit des ganzen Brechungseffektes nicht in Frage. Ein Unterschied von 20 Proz. der Brechungsexponenten des ordentlichen und außerordentlichen Strahles bei Kalkspat im Ultraviolett ist im wesentlichen das bisher bekannte Maximum. Selbst wenn im Röntgengebiet diese extreme Doppelbrechung erhalten bliebe, was aus den obigen Gründen der nur teilweisen Verlegung der axialen Anisotropie in die Atome unwahrscheinlich ist, würde man mit der Meßgenauigkeit schon in das Zehntelsekundengebiet gedrängt, denn da man mit der Raumgitterinterferenz an verhältnismäßig große Glanzwinkel gebunden ist, zählen schon die ganzen Brechungswinkel nur nach Sekunden. (Schiefes Anschleifen der Kristalle ist unmöglich; vgl. unten.)

Die experimentelle Aufgabe bestand also darin, die Raumgitterinterferenzspiegelung an einer nicht senkrecht zur Achse liegenden Strukturfläche eines axial anisotropen Kristalls daraufhin zu untersuchen, ob der Spiegelungswinkel einer gegebenen Wellenlänge in allen Richtungen zum Hauptschnitt genau gleich ist oder nicht, mit andern Worten, ob der Reflexkegel, wie er in älteren Arbeiten[1]) dargestellt und experimentell nachgewiesen wurde, ein Kreiskegel oder ein schwach elliptischer Kegel ist. (Vgl. auch die neueren Arbeiten über die vollständigen Spektraldiagramme mit einer Fülle von derartigen Kreiskegelschnitten[2]).)

Da Teilkreise für diese Art Messungen nicht sicher genug sind, vor allem zu temperaturempfindlich, wurde ein Verfahren mit absoluter Nullpunktsbestimmung benutzt, das ohne

1) H. Seemann, Ann. d. Phys. IV, **53**, 461 bis 491, 1917, Fig. 1, 4 und 6.

2) H. Seemann, Ann. d. Phys. V, **7**, 633–648, 1930.

genaue Winkelmessung auskommt. Die reflektierende Kristallspaltfläche ist so auf dem Spektrometertisch dieser Welle befestigt, daß die Drehachse sie in ihrer Mitte annähernd senkrecht durchstößt. Die Drehachse liegt demnach im Gegensatz zur gewöhnlichen Spektroskopie in der Einfallsebene. Um letztere in verschiedene Lagen zur im allgemeinen schief gegen die Spaltfläche liegenden optischen Achse (bei Kalkspat etwa 45°) zu bringen, braucht man nur die Welle so um 90° zu drehen, daß die Einfallsebene einmal mit dem Hauptschnitt zusammenfällt und einmal senkrecht zu ihm steht. Für diese Drehung ist keine besondere Genauigkeit erforderlich, aber äußerste Stabilität der Achsenrichtung, also eine konstruktiv optimale Lagerung an beiden Enden bei einer Mindestlänge der Achse von $^1/_2$ m.

Für diese Meßmethode und Stabilitätsansprüche kommen nur Konstruktionen der früher[1]) beschriebenen Art in Frage, die seit 1919 an vielen Spektrographen zur Anwendung gebracht wurden, aber in keins der in Deutschland erschienenen Lehrbücher aufgenommen worden sind. Es sei daher erlaubt, in Fig. 3 nochmals ein mittelgroßes Modell für Kameralängen bis 2,0 m wiederzugeben.

Seine Bauart unterscheidet sich dadurch von den in die Lehrbücher aufgenommenen Konstruktionen, daß sie die von der Wärme- und Festigkeitslehre geforderten Stabilitätsbedingungen wie auch ganz besonders die der Schwingungslehre anwendet, so daß bei den am Schluß beschriebenen Dispersionsaufnahmen die Meßgenauigkeit leicht um mehr als eine Größenordnung und das erschlossene Wellenlängengebiet um 3 Oktaven erweitert werden konnte. Mit der Befestigung eines kleinen Achsensystems von 15 cm Lagerlänge an einem langen, starr aufgestellten eisernen Balken ist es nicht getan.

Aus Zeitmangel konnten Raumgitteraufnahmen nur in 1,50 m Abstand bei 50 cm Abstand der beiden Lagerstellen der Achse gemacht werden. Für die endgültigen Messungen würde man mit der Achsenlänge auf 100 cm und mit dem Plattenabstand auf 5 m gehen müssen, um die Breite der mit feinstem Spalt aufgenommenen Linien so zu erhöhen, daß die photographische Schicht nicht die groben Störungen verursacht, wie sie Fig. 4 in stark erhöhtem Kontrast zeigt. Benutzung feinkörniger (Chlorbromsilber-) Emulsion in kürzerem Abstand nützt wegen der geringeren Empfindlichkeit nichts und beseitigt weder die Entwicklungsstörungen[2]) noch die Photometrierfehler feiner Linien.

1) H. Seemann, Ein neuer Röntgenspektrograph usw., Zeitschr. f. Phys. **61**, 416–434, 1930.
2) H. Seemann, Zeitschr. f. Phys. **80**, 506 bis 513, 1933.

Das Verfahren zum Nachweis der oben gekennzeichneten Glanzwinkelveränderung in Abhängigkeit von der optischen Achse ohne Benutzung eines Teilkreises und ohne Kenntnis irgendwelcher Spektraldaten bestand nun darin, daß nicht zwei, sondern vier Aufnahmen der *Cu-K*α_1-Linie in 1. Ordnung gemacht und auf dieselbe Platte entworfen wurden, zwei mit im Hauptschnitt liegenden Einfallsebenen und

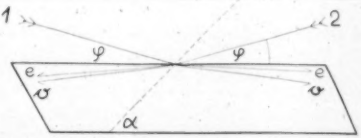

Fig. 1a. Schema der Doppelbrechung für $n < 1$ an einer Kalkspatspaltfläche im optischen Hauptschnitt bei Einfall unter einem Glanzwinkel $\varphi = 15°$ von links nach rechts. Die außerordentliche Brechung n_e ist stärker angenommen als n_o. Die relative e–o-Divergenz ist am stärksten, wenn φ so groß ist, daß e oder o senkrecht zur Achse liegen, die absolute e–o-Divergenz ist um Größenordnungen stärker, wenn der e-Strahl streifend unter der Oberfläche verläuft. In der Ebene senkrecht zum optischen Hauptschnitt (senkrecht zur Zeichenebene) ist die relative e–o-Divergenz bei 15° Glanzwinkel größer als die im Hauptschnitt und in beiden Richtungen gleich groß, doch tritt der e-Strahl aus der Einfallsebene heraus, einmal nach links, einmal nach rechts. Die linienförmige Projektion des bandförmig ausgeblendeten e-Bündels wird daher in ihrer Längsrichtung gegenüber dem o-Bündel verschoben, e_3 nach rechts, e_4 nach links (Fig. 1b).

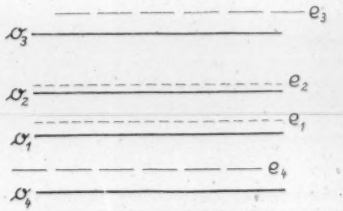

Fig. 1b zeigt die Unsymmetrien im Bilde der vier Aufnahmen, die durch die gestrichelten e-Strahlen hervorgerufen werden. Die beiden äußeren o–e-Paare sind senkrecht zum Hauptschnitt aufgenommen. Abstand $o_1o_4 = o_2o_3$.

zwei senkrecht dazu, jedes Paar in entgegengesetzter Strahlenrichtung. Dies wurde dadurch erreicht, daß die Achse zwischen je zwei Aufnahmen um 90° gedreht wurde. Wenn die Glanzwinkel φ in allen vier optisch verschiedenen Stellungen genau gleich groß sind, fallen alle vier Linien zusammen, vorausgesetzt, daß die Spaltfläche genau senkrecht zur Drehachse justiert ist (genaue Orientierung). Liegt die Fläche etwas

schief zur Drehachse (ungenaue Orientierung), z. B. mit einer Winkelabweichung β in der einen Einfallsebene und γ in der andern, so erscheinen alle vier Linien parallel nebeneinander auf der Platte, paarweise in gleichem Bogenabstand β bzw. γ von einem gemeinsamen Mittelpunkt, der am Orte der vier zusammenfallenden Linien bei obiger „genauen Orientierung" liegt.

Tritt nun Doppelbrechung auf, so äußert sich das Vorhandensein des außerordentlichen Strahls bei allen vier Teilaufnahmen in einer Verbreiterung $\Delta\varphi$, der Linien in der gleichen Richtung, sei es in der Richtung $+\Delta\varphi$ oder $-\Delta\varphi$. Bei den beiden Aufnahmen mit der Einfallsebene senkrecht zum Hauptschnitt ist die Parallelversetzung der beiden Linien gleich groß (Fig. 2). Die (getrennt gedachten) Verdoppelungslinien der außerordentlichen Strahlen dieser beiden Aufnahmen sind lediglich in ihrer Längsrichtung entgegengesetzt verschoben, was nicht erkennbar ist und nicht interessiert (Fig. 1b).

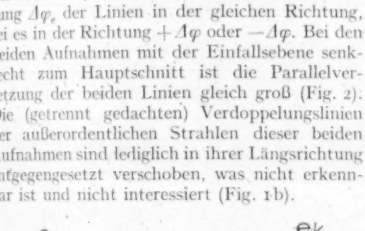

Fig. 2. Schema der Brechung und Doppelbrechung in Nachbarschaft mit Rauminterferenz bei Kalkspat. b = Brechungsschicht, um viele Größenordnungen übertrieben dargestellt; i = Rauminterferenzschicht, für harte Strahlen und hohe Ordnungen der Interferenz in natürlicher Größe dargestellt; γ und δ = Brechungsablenkung des o- bzw. e-Strahls, um viele Größenordnungen übertrieben; φ = Braggwinkel. Es kommt erst dann zur vollen Rauminterferenz, wenn e- und o-Strahl ihre volle Brechungsablenkung erfahren haben und dadurch in die genaue Rauminterferenzrichtung gekommen sind. Die e–o-Divergenzen sind auf beiden Seiten gleich, da der Hauptschnitt senkrecht zur Zeichenebene angenommen ist. Die e-Strahlen verlaufen dann nicht innerhalb der Zeichenebene.

Bei den beiden Aufnahmen im Hauptschnitt dagegen muß eine ungleich große gleichgerichtete Versetzung der Linien erfolgen, weil die gebrochenen Strahlen stark verschiedene Neigung gegen die optische Achse haben (vgl. Fig. 1a), rechts 30° und links 60°. Die Mittelwerte des äußeren und des inneren Linienpaares der gekennzeichneten Vierfachaufnahme fallen demnach nicht genau zusammen dank der ungleichen Verlagerung ihrer Schwärzungsmaxima gemäß Fig. 1b.

In Fig. 4 ist ein solches Doppelpaar von Cu–$K\alpha_1$-Linien wiedergegeben. Die vier Linien liegen unsymmetrisch verteilt. Die beiden äußeren gehören dem Hauptschnitt an. Die Aufnahme ist instruktiv, aber unbrauchbar, da das äußere und das innere Paar sich zu nahe kommen, so daß gegenseitige Beeinflussung je nach Intensität der Schwärzung der einzelnen Linien auftritt. Ausblendung des Ortes jeder Linie während ihrer Exposition wäre bei diesen Aufnahmen erfolglos. Die Linien der zur Photometrierung benutzten Linien waren erheblich weiter getrennt und in ihrer ganzen Länge ungekürzt aufgenommen. Die nur mit wenigen Kristallen ausgeführten Aufnahmen scheinen eine systematische Abweichung im Sinne der Doppelbrechung zu zeigen, doch kann Abschließendes erst auf Grund sehr viel größeren Beobachtungsmaterials gesagt werden, als es in der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit zu gewinnen war.

Leider vermögen die apparativen Vorteile des Verfahrens nicht den grundsätzlichen Nachteil der Heranziehung der Raumgitterspiegelung auszugleichen, der in der Gebundenheit an viel zu große Glanzwinkel besteht. Um beträchtliche Brechungsablenkung und außerdem große absolute e–o-Divergenz zu ermöglichen, ist fast streifender Durchgang durch die brechende Fläche unerläßlich. So kommt es, daß das beschriebene Aufnahmeverfahren nur wenige Prozent der möglichen e–o-Divergenz zu erfassen vermag. Die Unsicherheit der vorläufigen Resultate braucht daher noch nicht gegen die neue Theorie zu sprechen.

Künstliche Erhöhung der Brechung bei Raumgitterspiegelung durch schiefes Anschleifen. Politurkruste.

Die künstliche Herstellung der Bedingung des streifenden Eintritts durch schiefes Anschleifen des Kristalls ist schon aus geometrischen Gründen hier nicht anwendbar. Mit diesem Kunstgriff war es bekanntlich Bergen-Davis[1]) gelungen, die Brechungsablenkung zu verhundertfachen und damit überzeugend nachzuweisen, daß die Ewaldsche Abweichung vom Braggschen Gesetz als selbständige Brechung aufgefaßt und berechnet werden kann. Gegen diese Methode bestehen für den Nachweis von Doppelbrechung aber auch andere Bedenken, die im Hinblick auf die Wichtigkeit der Struktur der Grenzschichten (vgl. die Rayleigh-Alkemadeschen „Übergangsschichten") einer ausführlichen Behandlung bedürfen.

1) Bergen-Davis und R. v. Nardroff, Proc. Nat. Ac. Sci. **10**, 384, 1924.

Es ist seit langem bekannt, daß es keinen Polierprozeß gibt, der die bei der Brechung wirksame Oberflächenschicht nicht teilweise zerstört und umwandelt. Es werden in der Hauptsache zweierlei Veränderungen erzielt, ein Lockern und Desorientieren kleinster Oberflächenelemente und ein Einreiben des abgetrennten Kristallmaterials in die Fugen zwischen den gelockerten Stückchen, so daß eine Kruste entsteht, die aus völlig regellosem Kristallpulver und gelockerten Stückchen zusammengesetzt ist. Auch geschliffener und polierter Quarz besitzt trotz seiner spröden Härte diese Kruste, wenn auch in sehr geringer Dicke, aber doch so, daß er mit Elektronenbeugung typische Pulverdiagramme liefert und mit sehr weichen Röntgenstrahlen deutliche Verbreiterung der Spektrallinien und Debye-Scherrer-Ringe.

Bei der Prüfung der gewöhnlichen Brechung stört die Politurkruste nicht, denn sie besitzt, sofern ihr nicht das Schleifmittel selbst beigemischt ist (Diamant, Korund, Eisenoxyd, Magnesia, Kalk), dieselben Brechungsexponenten wie der unzerstörte Kristall. Gegen das Bergen-Davissche Verfahren zur Erhöhung der gewöhnlichen Brechung können daher keine ernstlichen Einwände erhoben werden, im Gegenteil, es besitzt überzeugende Kraft. Bei der Prüfung der Doppelbrechung ist es aber höchst bedenklich, wenn die einfallende Strahlung eine Trümmerschicht durchdringen muß, deren Teilchen vielleicht noch doppelbrechend sind oder es in veränderter Form erst geworden sind und daher unbekannte Veränderung der optischen Achsen erfahren haben. Aber auch wenn die Trümmer alle regellos orientiert wären, müssen Störungen entstehen. Zwar ist es denkbar, daß der ordentliche Strahl die Kruste so durchsetzt, als ob sie aus homogenem Material bestände, der außerordentliche dagegen müßte durch Brechung diffus zerstreut werden und träte in die unversehrt gebliebenen Kristallkörper unter verschiedenen Winkeln ein, so daß er die gesuchte Erscheinung unscharf und lichtschwach darstellen würde. Geschliffene und polierte Kristallflächen scheiden daher aus den experimentellen Hilfsmitteln zum Nachweis der Röntgendoppelbrechung aus.

Getrennte Wirkungsbereiche der Raumgitterinferenz und der Brechung.

Wie man sieht, ist die Politurfrage nur zum kleinen Teil eine technische. Ihr besonderer Wert besteht darin, daß sie uns auf ein Hauptproblem führt, die räumliche Ausdehnung des Wirkungsbereiches der Raumgitterinterferenz einerseits und der Brechung andererseits. In allen bisherigen Theorien ist es gelungen, die präzise Beantwortung dieser Frage nach der „Eindringungstiefe" scheinbar ohne Nachteil zu umgehen.

Bei der praktischen Auffassung der Ewaldschen Abweichung als zusätzliche Brechung hat die Raumfrage jedoch ein ganz anderes Gewicht wegen der Existenz der zweifelsohne bei allen Kristallen vorhandenen Fehlstruktur. Letztere vermag die Raumgitterinterferenz auf zentimetertiefe Räume zu erstrecken, wie mehrfach gezeigt wurde. Die Reflexion und somit auch die Brechung selbst härtester Röntgenstrahlen findet dagegen in einer so dünnen Oberflächenschicht statt, daß sie nicht direkt meßbar ist. Diese Tatsache wurde bei den vorliegenden Messungen bis *W-K*-Strahlen (0,18 Å) sichergestellt.

Nun gehen zwar auch die heutigen Rauminterferenztheorien von der Voraussetzung aus, daß bei Rauminterferenz tiefere Atomlagen mitwirken als bei der Brechung und Spiegelung, aber doch nicht annähernd in dem Maße, wie es in den zur Verfügung stehenden Realkristallen tatsächlich der Fall ist. Berechnet man die Eindringung für den idealen *NaCl*-Kristall nach der alten Darwinschen Theorie[1]) unter Benutzung der Strukturamplitudenwerte, wie sie James und Firth[2]) einschließlich Atom- und Wärmefaktor mit Hilfe von *Mo-K*-Strahlung für *NaCl* bestimmt haben, so ergibt sich für die I. Ordnung jeder Wellenlänge in Hauptspektren (symmetrische Reflexion in einer Ebene senkrecht zur Oberfläche) eine Halbwerteindringungstiefe von 0,001 mm (Extinktionskoeffizient $r = 9 \cdot 10^3$), in der II. Ordnung 0,003 mm ($r = 2{,}6 \cdot 10^3$) und in der III. Ordnung 0,007 mm ($r = 10^3$). In den besten natürlichen Steinsalzkristallen mag die *Cr-K*-Strahlung etwa diese Eindringung besitzen, aber nur wegen der Absorption. Schon *Cu-K*-Strahlung zeigt meßbare Eindringungsverbreiterung der Spektrallinien, die zu den bekannten Fehlern in den Präzisionsmessungen geführt haben, vollends *Mo-K*-Strahlen, die in II. Ordnung schon nach Zehntelmillimetern zählende Eindringung zeigen und jede Messung mit Braggmethode entgegen den in den Lehrbüchern ausgesprochenen Annahmen ausschließen, von wirklichen Präzisionsmessungen, wie sie in vorliegendem Fall erforderlich sind, ganz zu schweigen. Das enorme Ausmaß der Eindringung harter Strahlen bei allerbestem natürlichen Steinsalz wurde vom Verfasser wiederholt gezeigt und mit einfachsten Mitteln berechnet[3]).

1) C. G. Darwin, Phil. Mag. **27**, 681, 1914.
2) R. W. James u. Firth, Proc. Roy. Soc. **117**, 73, 1927/28.
3) H. Seemann, Zeitschr. f. Phys. **73**, 87 bis 106, 1931; Ann. d. Phys. **6**, 1–46, 1930; Physik. Zeitschr. **18**, 242–249, 1917.

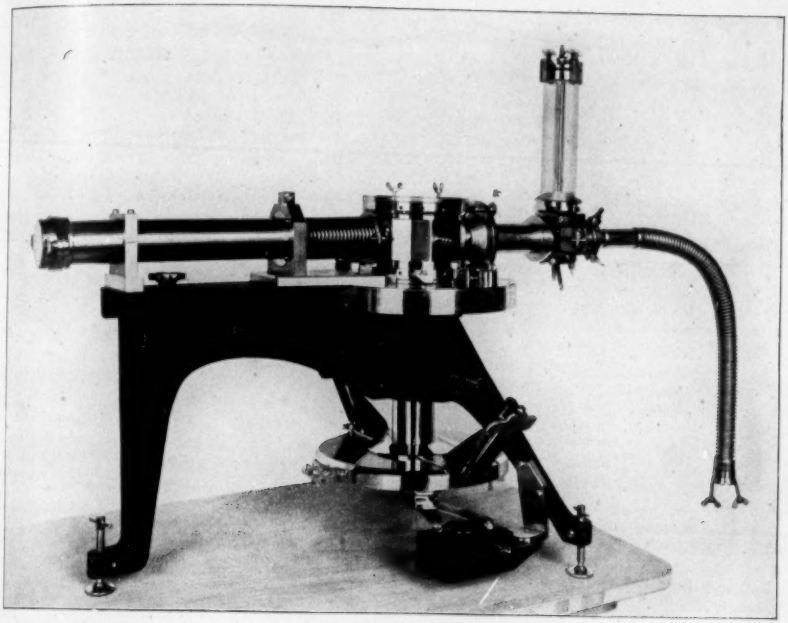

Fig. 3.

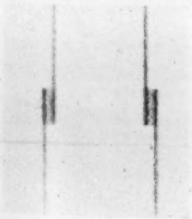

Fig. 4.

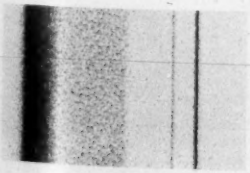

Fig. 5.

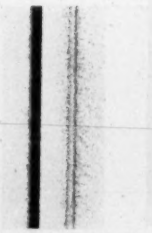

Fig. 6.

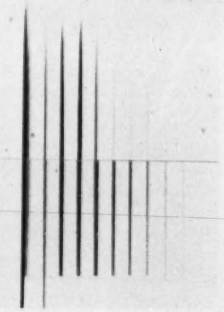

Fig. 7.

Fig. 8.

Praktisch bildet demnach die brechende Oberflächenschicht am Realkristall nicht etwa nur einen Teil der Rauminterferenzschicht harter Strahlen, sondern sie ist fast überall gänzlich von ihr getrennt, denn nur ein sehr kleiner Teil der wirklichen Oberfläche kann ein absolut parallel einfallendes monochromatisches Strahlenbündel mit Rauminterferenz reflektieren, weil wegen der Mosaikstruktur nur wenige Mosaikelemente der eigentlichen Oberfläche in genauester Interferenzneigung liegen. Die überwiegende Mehrzahl der an der Rauminterferenz einer genau definierten Einfallsrichtung beteiligten Mosaikelemente liegt unterhalb der Brechungs- und Spiegelungsschicht.

Es ist daher bei wenig absorbierenden Realkristallen praktisch nicht so, daß Oberfläche und Rauminterferenz im gleichen Gittervolumen gleichzeitig zustandekommen, sondern die Superposition beider Erscheinungen erfolgt räumlich und zeitlich getrennt, wenn auch eng benachbart, und zwar in der Reihenfolge: Brechung beim Einfall — Rauminterferenzspiegelung — Brechung beim Ausfall. Von einer Abweichung vom Braggschen Gesetz kann demnach in allen Fällen nicht gesprochen werden, in denen eine meßbare Eindringung des Rauminterferenzprozesses stattfindet.

Das gleiche gilt notwendig auch für die Doppelbrechung. Die Lage und Existenz der Mosaikelemente kann keinen nachweisbaren Einfluß auf sie ausüben, da die Achsenrichtungen der einzelnen Elemente zu wenig voneinander abweichen. Erst bei Achsenabweichungen um mehrere Grad wäre eine solche denkbar. Es handelt sich aber bei allen Kristallen, die überhaupt für Spektroskopie in Frage kommen, um Abweichungen von wenigen Sekunden (l. c.).

Da im tieferen Innern keine Dichteunterschiede mehr vorhanden sind, tritt an fast allen an der Raumgitterspiegelung eines gegebenen Strahles beteiligten Mosaikelementen keine Brechung ein. Die wenigen an der Oberfläche liegenden raumgitterspiegelnden Elemente sind zu vernachlässigen. Dies um so mehr, je weniger die Strahlen absorbiert werden, je besser also die Voraussetzungen der Darwin-Ewaldschen Theorie erfüllt sind.

Für die Brauchbarkeit der Kristalle in der röntgenspektroskopischen Praxis genügt es keineswegs, daß einem Kristall von der dynamischen Theorie das Prädikat ideal erteilt werden kann. Er muß außerdem noch so stark absorbieren, daß keine merkliche Eindringung stattfindet, oder die Eindringung muß durch die Meßmethoden eliminiert werden. Die Seemannsche Lochkameramethode hat sich hierfür überall durchgesetzt („Tubusaufnahme" in der neuesten Nomenklatur der Siegbahn-Schule). Als Maß der Güte von Kristallen dient in der Praxis die Differenz der Eindringungstiefe, die sich bei Schneidenmethode direkt auf die Platte projiziert, und der Halbwertsbreite bei Lochkameramethode, weil sie in Millimetern angebbar ist und sich leicht in jedem Institut reproduzieren läßt[1].

Auch gute Kalkspatkristalle zeigen für *Mo*-*K*-Strahlen in höheren Ordnungen noch meßbare Eindringung, auch wenn sie *Cr*-*K*-Linien in ihrer natürlichen spektralen Breite wiedergeben. Man kann sie daher nicht für genaue Messungen mit Bragg-Methode oder Schneidenmethode benutzen, sondern nur mit Seemann-Lochkameramethode. Mit dieser leisten sie dann trotzdem oft fast Ideales. Benutzt man derartige für *Mo*-Strahlung sehr gute Kristalle für *W*-*K*-Strahlung, so geben sie keineswegs immer dieselben guten Resultate. Es kommt sogar vor, daß die gleiche Kristallfläche die weiche Chrom-*K*-Strahlung ebenfalls schlecht reflektiert.

Aus derartigen sehr zahlreichen Beobachtungen muß man schließen, daß der Realkristall manchmal an der äußersten Oberfläche korrodiert ist, z. B. schwach umkristallisiert, in dünner Schicht darunter fast ideal und in der Tiefe stärkere Mosaikstruktur besitzt. Die gleichen Variationen finden sich naturgemäß auch oft dicht nebeneinander auf einer Spaltfläche. Infolge der stark verschiedenen Eindringung der drei genannten Strahlenarten interferiert jede in einer Schicht von anderem Durchschnittscharakter.

Dieser ganze Komplex von Erscheinungen macht es zweifelhaft, ob die Brechung mit der Raumgitterinterferenz in praxi so gekoppelt ist, wie es zur Prüfung der Ewaldschen Theorie der Brechung als einer Begleiterscheinung der Rauminterferenz notwendig wäre, z. B. auch bei Unterscheidung zwischen Laue-Fall und Bragg-Fall.

Behandelt man beide Arten der Spiegelung aber als gewöhnliche Braggsche Rauminterferenz mit Ein- und Austrittsablenkung nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz, so ist der Fall von elementarer Einfachheit und Zuverlässigkeit. Betrachtet man ihn aber als Problem der dynamischen Raumgittertheorie, so ist man gezwungen, den so schön analysierten Doppelvorgang dynamisch zu koppeln und sich damit Schwierigkeiten zu schaffen, die z. B. auch

1) H. Seemann, Zur Optik der Reflexion von Röntgenstrahlen in Kristallen III. Ann. d. Phys. V, **6**, 1–46, 1930; Auflösung der K-β_1- und β_3-Linien der Schwermetalle. Zeitschr. f. Phys. **73**, 87–106. 1931.

in der völligen Unkenntnis der Größenbeschaffenheit, Einzelwirkung und Zusammenwirkung der Mosaikelemente bestehen. Sehr kleine Elemente können für sich allein überhaupt keine scharfen Interferenzen erzeugen. Über ihre Wirkung in Gruppen ist nichts bekannt.

Die Entscheidung über die Verkettung der Rauminterferenz mit der Brechung kann am besten dadurch herbeigeführt werden, daß man den Weg der historischen Entwicklung dieser Fragen in umgekehrter Richtung geht. Die Ewaldsche Theorie gab den Anlaß, nach der Abweichung vom Braggschen Gesetz zu suchen. Diese wurde daraufhin von Stenström vor zehn Jahren gefunden, aber sofort richtig als Brechung gedeutet, was von allen späteren Autoren, insbesondere von Larsson und Bergen-Davis bestätigt wurde. Es ist daher unerläßlich, nunmehr die Gegenprobe zu machen, ob die Rauminterferenz auch Abweichungen vom Snelliusschen Gesetz hervorruft. Diese Messungen sind so auszuführen, daß ein Kristallprisma unter allen Einfallswinkeln auf Brechung untersucht wird, indem entweder der Brechungsexponent n oder die Brechungsgröße $\delta = 1 - n$ oder einfach der Ablenkungswinkel als Funktion der Einfallswinkel aufgesucht wird. Ergibt sich, abgesehen von den allerkleinsten Glanzwinkeln, ein glatter Verlauf der Kurve auch bei den Winkeln, bei denen Rauminterferenz am Kristallgitter eintritt, so ist Rauminterferenz und Brechung voneinander unabhängig. Werden aber Anomalien an den Stellen der Rauminterferenzwinkel beobachtet, so kann von einer Abweichung vom Braggschen Gesetz gesprochen werden oder umgekehrt von einer Braggschen Abweichung vom Snelliusschen Gesetz.

Prismabrechung an Spaltkanten von Kalkspat bei fast streifender Inzidenz.

Wie sehr die Wahl der leitenden Theorie die Entwicklung der experimentellen Forschung beeinflussen kann, zeigt die Behandlung des vorliegenden Problems der Doppelbrechung. Erst nachdem erkannt wurde, daß die Versuche, die schwachen Brechungseffekte bei der Raumgitterinterferenz zur Prüfung heranzuziehen, in absehbarer Zeit nicht zu Ende geführt werden könnten, wurde der direkte Weg der Prismenbrechung beschritten, der alle obigen Komplikationen und Schwächen nicht besitzt. Allerdings ermutigte das Aussehen der bisher bekannten Prismenspektren sehr wenig, die Suche nach der Doppelbrechung auf diesem Wege zu beginnen. Um so überraschender war die Aufnahme eines Spektrums mit so scharfen Linien, daß ihre Verdoppelung bei annähernd gleicher Intensität klar erkennbar wäre, falls der Verdoppelungsabstand mehr als 2 Proz. des Skalenwertes der Linie im Spektrum oder mehr als das Fünffache des α-Dubletts ausmachte (Fig. 5).

Wieviel größer die Auflösung der Aufnahme ist als die der obigen Methode des Nachweises der Doppelbrechung, ergibt sich daraus, daß selbst die ganze Brechungsabweichung vom Braggschen Winkel dort eine Linienversetzung hervorruft, die kleiner ist als die halbe Halbwertsbreite der Bragg-Linie. Der in Fig. 5 erkennbare Abstand der ganzen Brechungsablenkung ist aber rund 50mal größer als die Linienbreite der Dispersionslinie.

Ein weiterer Vorteil dieses direkten Verfahrens ist der, daß man gleichzeitig ohne Umstellung des Kristalls auch die Totalreflexion untersuchen und aus dieser die bekannten Schlüsse ziehen kann. Es fehlt nur noch die Möglichkeit zum Nachweis des wichtigsten Kriteriums für Doppelbrechung, der Polarisation. Ist letztere vorhanden, so müßte Reflexion an einem zweiten Kristall unter gleichem Winkel analog wie in einem Nörrenbergschen Apparat wirken.

Die vorläufigen Prismendispersionsaufnahmen an Kalkspat übertreffen zwar an Auflösung die im Siegbahnschen Buche wiedergegebenen Höchstleistungen des Larssonschen 50-cm-Spektrographen um mindestens eine Größenordnung, wie die Fig. 5 und 6 zeigen, und letztere bedeutet eine Erweiterung des erschlossenen Gebietes um drei Oktaven (von 1,5 Å bis 0,18 Å) und damit den Nachweis, daß Dispersion auch bei Wellenlängen eintritt, die 20mal kleiner sind als die Abstände der Atome, aber sie befriedigen die in vorliegendem Falle erforderlichen Präzisionsansprüche nicht, weil das α-Dublett noch nicht aufgelöst ist. Dieses besitzt einen Abstand von etwa 0,3 Proz. seines Skalenwertes. In dem Spektrogramm (Fig. 5) würde jedoch erst eine Trennung von etwa 2 Proz. aufgelöst erscheinen. Man erkennt deutlich, daß eine Doppelbrechung des Dubletts in diesem Ausmaß nicht vorhanden ist. Da die e–o-Divergenzen der Lichtoptik meist unter 2 Proz. liegen und für Röntgenstrahlen aber aus den eingangs genannten Gründen geringere Doppelbrechung zu erwarten ist, besteht noch kein Grund, das Vorhandensein von Doppelbrechung zu bezweifeln, wenn auch Kalkspat als einer der wenigen stark doppelbrechenden Kristalle im sichtbaren Gebiet 10 Proz. und im Ultraviolett sogar 20 Proz. e–o-Abweichung besitzt.

Wie empfindlich die Doppelbrechung in der Lichtoptik ist, zeigt u. a. Gips, dessen eine Achse bei Temperaturänderung auf etwa 100° C ihre Richtung um 90 Bogengrad ändert, ein Umstand, der jeder Theorie der Doppelbrechung große Schwierigkeiten bereitet.

Die Spektrogramme sind etwa 10mal vergrößert wiedergegeben. Der doppelseitige Ultra-Ixofilm (der Schleußner AG., Frankfurt a. M.) lag bei der Vergrößerung zwischen zwei Glasplatten in Paraffinölimmersion. Der benutzte Spektrograph ist im Prinzip ähnlich dem früher beschriebenen kleinen Gitterspektrographen gebaut[1].

Dispersion bis an die Gammastrahlengrenze.

Immerhin läßt insbesondere die Aufnahme (Fig. 6) des Wolframspektrums (0,18–0,21 Å) den Schluß zu, daß die Dispersion ebensowenig an Atomdimensionen gebunden ist wie die Rauminterferenz. Man darf daher annehmen, daß auch Dispersion bis zu den harten Gammastrahlen stattfindet. Die Anwendbarkeit der Dispersionsgesetze der Optik auf das Röntgengebiet ist zwar quantitativ nur bis *Mo*-Strahlung erwiesen, doch dürfte ihre Ausdehnung bis zu weichen Gammastrahlen kaum auf Schwierigkeiten stoßen.

Will man auch die theoretischen Voraussetzungen der klassischen Dispersionstheorien über die Größe der Streuzentren im Vergleich zur Wellenlänge erfüllen, so steht die Wirkungsstatistik der scharf definierten Mittellage der Elektronenbahnen zur Verfügung, für die Spiegelung und Brechung um die Oberfläche als Mittel, für die Rauminterferenz um die Zentren der Atome. Man kann aber auch, wie eingangs bei den Deutungsversuchen der Polarisation, die Anisotropie des Kristalls zur Erklärung der scharfen Rauminterferenz bis in das Atom hinein erstrecken, aber nunmehr so weitgehend, daß das Atom Kristallcharakter bekommt, der der Elementarzelle eines vielatomigen Kristalls vergleichbar ist.

Die Bedingungen, unter denen ein solches kristallinisches Atom für sich allein Interferenzen ergäbe, sind ähnliche wie in der Elementarzelle eines vielatomigen Kristalls. Man wird eher annehmen können, daß die Abstandsverhältnisse der Streuzentren im Atom noch weniger einem einatomigen Gitter gleichen als einem vielatomigen. Damit wäre die Tatsache erklärt, daß kleinere Gitterkonstanten als die ganzen Atomabstände bisher nicht beobachtet worden sind. Man kann den Streuzentren zur Deutung ihrer gegenseitigen Nichtinterferenz aber auch Polarisationseigenschaften zuschreiben, die bewirken, daß das Elektron nur an ganz bestimmten Punkten seiner Bahn für eine einzelne Welle streufähig ist, für eine zweite anders polarisierte Welle an anderen Punkten. Bei dieser Vorstellung bleibt die Interferenzfähigkeit räumlich korrespondierender Bahnpunkte im benachbarten Atom des Gesamtkristalls erhalten. Das interferierende Streuzentrum ist nicht mehr das Elektron an sich, sondern ein kurzer Abschnitt seiner Bahn und auch dieser nur in dem Augenblick, in dem das Elektron ihn durchläuft. Eine noch genauere Lokalisierung der Streuzentren im Gesamtkristall könnte nur durch geometrische Fixierung der Gesamtbahnen erfolgen. Der Polarisationszustand als Vorbedingung für die Streufähigkeit verteilt die Streuung zunächst nur auf diskrete Stellen im Atom des Gesamtkristalls.

Über die Art der Streuerregung am strahlungslos umlaufenden Elektron durch eine einfache Welle braucht keine Festsetzung gemacht werden. Am einfachsten ist es, das Maximum der Streuerregung dann anzunehmen, wenn der elektrische Vektor senkrecht zur Bahn des Elektrons liegt und es in erzwungener Schwingung aus der Bahn seitlich ablenkt und bei verlustfreier (kohärenter) Streuung auch wieder hineingelangen läßt.

Anomalien der Totalreflexion.

Die beschriebenen Aufnahmen (Fig. 5 und 6) mußten aus ökonomischen Gründen in zu geringem Abstand (2,15 m), mit zu grobem Spalt (0,01 mm) und Aufnahme Fig. 5 in etwa einem Drittel der notwendigen Expositionszeit von 24 Stunden ausgeführt werden. Es wurde daher zunächst versucht, auf dem Wege der sehr lichtstarken Totalreflexion in kürzerer Zeit Aufschluß über die Doppelbrechung zu erhalten. Leider besitzt diese in Wirklichkeit nur partielle Reflexion keine im Verhältnis zum Glanzwinkel hinreichende Schärfe. Selbst 20 Proz. σ–ε-Abweichung der Grenze wäre nicht als solche erkennbar, d. h. eine Stufe in der stetig abfallenden Schwärzungskurve wäre nicht deutlich genug.

Die Versuche ergaben aber ein anderes bemerkenswertes Resultat. Sie bestätigten die Abnahme der reflektierten Intensität vom Grenzwinkel der Totalreflexion nach kleinsten Glanzwinkeln zu, wie sie G. Orbán[1]) zunächst nur aus der ins Röntgengebiet übertragenen Ketelerschen Dispersionsformel geschlossen hat. Wenn diese Übertragung quantitativ zulässig ist, müßte analog wie in der Optik absorbierender Körper ein sehr kleiner Glanzwinkel existieren, bei dem infolge der Absorption weder Brechung noch Spiegelung eintritt. Bei noch kleineren Winkeln wäre sogar normale lichtoptische Brechung, Spiegelung und Totalreflexion zu erwarten.

Ein derartiger kritischer Winkel und der Vorzeichenwechsel des Brechungsexponenten konnte bisher nicht festgestellt werden. Doch zeigen die

1) H. Seemann und K. F. Schotzky, Zeitschr. f. Phys. **55**, 252–272, 1929.

1) G. Orbán, Zeitschr. f. Phys. **85**, 741–753, 1933.

Fig. 7 und 8 deutlich die nicht durch Abblendung oder zu geringe Reflektorlänge hervorgerufene Intensitätszunahme von kleinsten Glanzwinkeln bis zu etwa 2–3 Bogenminuten. Zur quantitativen Auswertung sind die Aufnahmen nicht geeignet, weil nicht mit monochromatischen *Mo-K*-Strahlen (Fig. 7) und *Cu-K*-Strahlen (Fig. 8), sondern nur mit gefilterten Strahlengemischen gearbeitet werden konnte (Zirkon bzw. Nickel). Gerade bei den kleinsten Glanzwinkeln wirkt die trotz starker Filterung überwiegende integrale Intensität des Bremsspektrums gemischt mit der *K*-Serienintensität. Eine stufenförmige Trennung der Komponenten erfolgt erst weiter nach dem Grenzwinkel der Totalreflexion zu (vgl. die in einer früheren Arbeit[1]) als Fig. 8a gegebene graphische Darstellung). Für den Intensitätsanstieg bei kleinsten Glanzwinkeln dürfte demnach vorwiegend Strahlung von 3–4-mal kürzerer Wellenlänge maßgebend gewesen sein. Welchen Einfluß weichere Komponenten als die *K*-Strahlung auf den Grenzwinkel haben, zeigt die untere Hälfte von Fig. 7, die ohne Zirkonfilter mit *Mo-K*-Strahlung aufgenommen wurde.

Fig. 8 ist besonders instruktiv durch die völlige Trennung der Einzelreflexaufnahmen. Der überexponierte unterste schwarze Streifen ist durch streifend über die Kristalloberfläche direkt auf die Platte gelangende Strahlung entstanden. Der zweitunterste Streifen stammt von der vom Kristall durchgelassenen harten Strahlung (40 kV eff.) nach Drehung des Kristalls um 30″. Der schwache parallele Streifen ist der Reflex bei diesem Glanzwinkel. Die mittlere Liniengruppe ist die interessanteste. Das durchgehende direkte Strahlenbündel links hat deutlich erkennbar stärkere Schwärzung an der rechten Kante, weil dort der Absorptionsweg durch die Kristallkante kürzer war. Außerdem ist es aber dadurch bedeutend geschwächt, daß ein erheblicher Teil der einfallenden Strahlung reflektiert wurde, der in dem unter 60″ gespiegelten Reflexstreifen wiedererscheint. Bei der zweitobersten Aufnahme unter 90″ Glanzwinkel findet sich ein großer Teil der einfallenden Energie schon im gespiegelten Strahlenbündel. Von dem direkt durchfallenden ist nur noch die rechte Kante ganz schwach erkennbar, die auch hier den kürzeren Absorptionsweg zurückzulegen hat. Bei der obersten Aufnahme vollends ist die Energie in solchem Maße in den reflektierten Strahl übergetreten, daß die Absorption den in den Kristall eindringenden Rest völlig vernichten konnte.

Eine analoge Spiegelungsaufnahme mit gefilterter *W-K*-Strahlung bei 150-kV-Erregung, also einem Spektrum bis 0,08 Å, zeigte dasselbe Bild. Gerade diese härteste Strahlung ist geeignet, Vergleiche mit der Lichtoptik durchsichtiger Medien zu ziehen, da sie von Kalkspat so wenig absorbiert wird wie Licht von Rauchglas schwächster Art. Den gleichen Vorteil besitzt sie für die Dispersionsaufnahmen. Diese leiden bei weichen Strahlen sehr unter der Lichtschwäche infolge zu geringer Eindringung in die brechende Kante. Deshalb wurde aus ökonomischen Gründen mit *Cu-* und *Cr*-Brechung an Kalkspat vorläufig nicht gearbeitet.

Die durch die beschriebenen Messungen erzielte Erweiterung des erschlossenen Forschungsgebietes muß trotz beachtlicher Erfolge gering genannt werden im Verhältnis zu der Reichhaltigkeit und Leistungsfähigkeit der seit acht Jahren hierfür erprobten Apparate. Lediglich aus Mangel an Mitarbeitern konnten die zur Verfügung stehenden Monochromatoren bzw. das große Doppelspektrometer nicht in Betrieb genommen werden, so daß die höchstmögliche Auflösung nicht erreicht wurde und quantitativ verwertbare Resultate ganz fehlen.

Es ist das große Verdienst von Herrn Prof. v. Laue, der die Anregung zu den Rauminterferenzmessungen gab, sowie von Herrn Präsidenten Prof. J. Stark und Herrn Geheimrat Aschoff, Freiburg, diese Lage erkannt und es dem Verfasser ermöglicht zu haben, die beschriebenen orientierenden Messungen allein auszuführen.

(Eingegangen 23. Februar 1934.)

1) H. Seemann u. K. F. Schotzky, Zeitschr. f. Phys. **55**, 252–272, 1929.

Über die experimentelle Prüfung des Spinerhaltungssatzes.

Von R. Döpel, K. Gailer und E. Wigner.

1. Die Diskussion über eine vor kurzem erschienene Arbeit mit diesem Titel[1]) hat einige Ergebnisse gehabt, die wir für erwähnenswert halten und daher hier mitteilen wollen.

Wir möchten vor allem eine mehr theoretische Bemerkung einschalten. Die Erhaltungssätze der Quantenmechanik zerfallen in zwei Gruppen. In die erste Gruppe gehört der Energiesatz, der lineare Impulssatz und der Drehimpulssatz (sowie ein Satz über die Erhaltung des Spiegelungscharakters, der jedoch bei dem Stoß nicht geprüft werden kann). Eine Gültigkeitsgrenze für diese Erhaltungssätze ergibt sich aus der (gegenwärtigen) Quantenmechanik nicht, sie sollen ebenso wie in der klassischen Theorie unter allen Umständen gelten. In die zweite Gruppe der Erhaltungssätze fällt der Erhaltungssatz für

1) R. Döpel u. K. Gailer, Physik. Zeitschr. **34**, 827, 1933.

den gesamten Elektronenspin (auch ein Erhaltungssatz für den gesamten Protonenspin usw.). Diese sollten in der Quantenmechanik nur insofern gelten, als man „die Wechselwirkung der Drehmomente der Elektronen usw. vernachlässigen kann“ [1]).

Der Spinerhaltungssatz wurde bisher bei zwei verschiedenen Arten von Zusammenstößen geprüft. Erstens bei solchen, bei denen die Energie der Umwandlung von vornherein als Anregungsenergie in den Atomen bzw. Molekülen vorhanden war, und zweitens in Fällen, wo sie durch die kinetische Energie der Partner geliefert wurde.

2. In die erste Gruppe kann die bekannte Stabilität des Parawasserstoffes, die Versuche von R. W. Wood und F. W. Loomis über die Jodfluoreszenz [2]), das Studium der Reaktion ${}^3Kr + {}^1Hg = {}^1Kr + {}^xHg$ (die links angefügten Zahlen deuten das Multiplettsystem des betreffenden Atomzustandes an) durch H. Beutler und W. Eisenschimmel [3]) gerechnet werden. Alle drei Versuche bestätigen den Spinerhaltungssatz in den bezüglichen Fällen – die schönen Versuche von Beutler und Eisenschimmel allerdings nur in statistischem Sinne. Dies wurde aber bei den schweren Elementen *Kr* und *Hg*, wo die Spin-Bahnwechselwirkung nicht mehr klein ist, auch nicht anders erwartet [4]).

3. Der Fall, daß die kinetische Energie der Stoßpartner die Umwandlungsenergie liefert, unterscheidet sich scheinbar theoretisch nicht von dem vorangehenden Fall. Trotzdem ist es natürlich von vornherein möglich, daß der Spinerhaltungssatz hier seine Gültigkeit verliert.

K. F. Bonhoeffer und P. Harteck [5]) haben Parawasserstoff im Entladungsrohr zum Leuchten gebracht und gefunden, daß er durch den anregenden Elektronenstoß nicht in Orthowasserstoff umgewandelt wird. Der Spinerhaltungssatz scheint also in diesem Fall bestätigt zu sein.

In der obengenannten Arbeit [6]) wurde das Leuchten von *Hg* untersucht, das von neutralen *He*-Kanalstrahlatomen angeregt wurde. Die Untersuchung war zunächst auf den Nachweis eines Triplettzustandes eingestellt, und ein solcher ($2\,{}^3S_1$) wurde durch das Vorhandensein mehrerer Linien nachgewiesen. (Das Vorhandensein noch eines Triplettzustandes $3\,{}^3D$ ist sehr wahrscheinlich.) Da gleichzeitig überhaupt keine *He*-Linien beobachtet wurden, wurde angenommen, daß die bombardierenden *He*-Atome im Grundzustand bleiben. Es liegt daher eine Stoßreaktion vor:

$$ {}^1He + {}^1Hg = {}^1He + {}^3Hg. \qquad (1) $$

Da die ganze linke Seite von (1) im Singulettzustand, die rechte dagegen, als Ganzes betrachtet, im Triplettzustand ist, liegt hier scheinbar eine Verletzung des Spinerhaltungssatzes vor.

Nun geht es aus den vorangehenden theoretischen Überlegungen hervor, daß eine strenge Gültigkeit des Spinerhaltungssatzes bei *Hg* gar nicht zu erwarten ist, weil die Kräfte, die von den magnetischen Momenten der Elektronen ausgehen, in diesem Fall bekanntlich nicht mehr klein sind. Die sogenannten Singuletterme sind keine wirklichen Singuletterme, sondern nur Terme, bei denen die Spin der beiden Valenzelektronen mit größerer Wahrscheinlichkeit antiparallel sind als parallel, und ähnlich verhält es sich mit den Triplettermen. Deshalb kann das Auftreten des Triplettzustandes $2\,{}^3S_1$ auch so interpretiert werden, daß bei diesem Term die individuellen, für die Anregung mit *He*-Atomen günstigen Eigenschaften des betreffenden Triplettzustandes seinen Triplettcharakter überkompensieren. Ein Schluß über die Gültigkeit oder Ungültigkeit des Erhaltungssatzes kann bei *Hg* nur aus einem statistischen Material gewonnen werden, aus dem Vergleich der Anregungen mehrerer Singulett- und Triplettzustände. (Vgl. das über die Arbeit von Beutler und Eisenschimmel Gesagte.)

Hierzu kommt noch ein Einwand, auf den uns Herr R. Ladenburg freundlichst aufmerksam gemacht hat. Es läßt sich die Möglichkeit nicht von der Hand weisen, daß die Atome im Zustand $2\,{}^3S_1$ zum Teil nicht direkt durch Stoß entstanden sind, sondern durch Strahlung von anderen, höher gelegenen Zuständen hervorgingen. Diese könnten entweder selber Singulettzustände sein oder aber hoch angeregte Zustände, bei denen der Singulett- bzw. Triplettcharakter noch weniger eindeutig ist als bei den niedrigeren Termen.

Aus diesen Gründen wurde beschlossen, den Spinerhaltungssatz in einem anderen Falle zu untersuchen, in dem diese Einwände leichter ausgeschaltet werden können. Als dieser wurde der Stoß von neutralem *He* auf *Mg* gewählt, und die diesbezüglichen Versuche wurden von R. Döpel und K. Gailer bereits in Angriff genommen.

(Eingegangen 19. März 1934.)

1) E. Wigner, Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, S. 379, 1927.
2) Phys. Rev. **31**, 705, 1928.
3) Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **10**, 89, 1930.
4) Wir möchten an dieser Stelle bemerken, daß auch die Versuche von J. H. Lees [Proc. Roy. Soc. London (A) **137**, 173, 1932], die J. H. Lees und H. W. B. Skinner (ebenda, S. 186) als einen Fall der Verletzung des Spinerhaltungssatzes interpretiert haben, neuerdings L. R. Maxwell (Journ. of the Franklin Inst. **214**, 533, 1932) anders gedeutet hat.
5) Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **4**, 113, 1929.
6) R. Döpel und K. Gailer, l. c.

Über eine neue Entladungsform in Quecksilberdampf.

Von H. Beck.

Bei der Untersuchung einer Quecksilberglimmentladung wurde ein recht merkwürdiges Verhalten der kathodischen Entladungsteile beobachtet. Unter bestimmten Bedingungen zeigte sich nämlich das negative Glimmlicht in eine Anzahl symmetrisch auf der Kathode verteilter Lichtperlen aufgelöst, die Ähnlichkeit mit der von A. Güntherschulze[1]) beschriebenen „Perlenbildung" an der Anode haben. Unseres Wissens ist in der Literatur eine solche Erscheinung an der Kathode noch nicht beschrieben worden. Die Fig. 1–3 zeigen verschiedene Anordnungen dieser Lichtperlen auf der Kathode.

Fig. 1. Seitenansicht der Kathode einer *Hg*-Entladung mit 4 Lichtperlen in einem zylindrischen Entladungsgefäß.

I. Versuchsanordnung.

Zur Anwendung kamen verschiedene Entladungsgefäße aus Duraxglas in zylindrischen und runden Formen mit scheibenförmigen Kathoden aus Eisen oder Nickel. Es mag vorweggenommen sein, daß die Erscheinung unabhängig von den Abmessungen und Formen des Gefäßes ist und daß ebenso das Material der Kathode scheinbar keine wesentliche Rolle spielt. In einem elektrischen Ofen wurden die Entladungsröhren auf der erforderlichen Temperatur gehalten. Als Spannungsquelle diente eine 1200-Volt-Akkumulatorenbatterie. Der Strom wurde durch einen Bormanit-Widerstand geregelt.

II. Reinigung der Kathoden.

Es lag sogleich nahe, an eine Verunreinigung der Kathode zu glauben, wenn auch die symmetrische Lage der Lichtperlen dies unwahrscheinlich machte. Eine möglichst gute Reinigung der Kathodenoberfläche wurde daher angestrebt. Matt geschliffen und sorgfältig entfettet wurde die Kathode in das Rohr eingeschmolzen, dann einer vierstündigen Zerstäubung in Neon von geringem Druck in Abwesenheit von Quecksilber unterworfen, indem der Kathodenfall kräftig erhöht wurde. Trotzdem wurde nach Hineindestillieren von Quecksilber in das Entladungsrohr das Teilen des Glimmlichts unter den weiter unten zu besprechenden Bedingungen beobachtet. Ebenso war eine Kathodenzerstäubung in Quecksilberdampf ohne nachteilige Wirkung. Zerstäubung in Wasserstoff hatte jedoch, nachdem Quecksilber in das Entladungsgefäß hineindestilliert worden war, eine Verunreinigung der Kathode durch Amalgambildung zur Folge, wodurch die Entladung auf bestimmte Stellen festbrannte. Eine Kathode aus Quecksilber zeigte das Teilen ebenfalls, nur waren die Lichtperlen sehr unruhig.

Nach oben Gesagtem darf wohl angenommen werden, daß die Lichtperlen auf der Kathode nicht durch Verunreinigungen entstehen, sondern daß ein besonderer Vorgang im Entladungsmechanismus selbst sich abspielt. Dafür spricht eben auch in hohem Grade die symmetrische Lage der Punkte.

Fig. 2. Seitenansicht der Kathode mit 8 Lichtperlen in einem zylindrischen Entladungsgefäß.

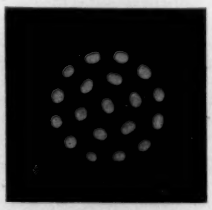

Fig. 3. Aufsicht auf die Kathode mit 19 Lichtperlen in einem kugelförmigen Entladungsgefäß.

1) A. Güntherschulze und F. Keller, Zeitschr. f. Phys. **81**, 809, 1933.

III. Versuchsbedingungen für das Zustandekommen der Erscheinung.

Aus vielen Einzelversuchen wurden folgende Bedingungen für das Zustandekommen der Glimmlichtteilung gefunden:

1. Kathodenfall muß normal sein.
2. Die Fallraumdicke muß kleiner sein als 1 mm.
3. Das Entladungsgefäß muß durch eine Kapillare von 1–2 mm innerem Durchmesser dauernd an der Pumpe liegen oder durch eine Kapillare mit einem kälteren Kondensationsraum verbunden sein.
4. Es muß flüssiges Quecksilber im Gefäß vorhanden sein.

Der Kathodenfall wurde durch Nähern der magnetisch verschiebbaren Anode als Stelle des Spannungsminimums roh bestimmt. In einem zylindrischen Rohr war der normale Kathodenfall sehr druckabhängig, und zwar fiel der Kathodenfall von 448 auf 263 Volt, wenn die Temperatur des Gefäßes von 225° auf 325° C gesteigert wurde. Ausgehend von anormal bedeckter Kathode war die Erscheinung bei ständig reduziertem Strom folgende. Sobald der Kathodenfall anfing normal zu werden – Charakteristik wurde fallend –, zog sich zunächst das Glimmlicht etwas vom Rand der Kathode zurück, um dann in einzelne Lichtperlen auseinanderzuplatzen, die in vollkommener symmetrischer Anordnung die Kathode bedeckten. Bei hohem Druck waren es oft über 100 kleine Lichtperlen, bei kleinem Druck, wo die Fallraumdicke an die Grenze von 1 mm herankam, nur einige wenige größere. Die Helligkeit der Lichtperlen, und eine oberflächliche Schätzung der Fläche aller Punkte läßt vermuten, daß die Stromdichte innerhalb der Punkte normal ist. Durch fortlaufende Stromreduktion ist dann eine Lichtperle nach der anderen zum Verschwinden zu bringen, wobei sich immer eine neue symmetrische Anordnung einstellt. Zwischen je zwei Anordnungen ist ein Stromgebiet, wo die Punkte unruhig hin und her tanzen, denn zu jeder Anzahl Lichtperlen gehört ein ganz bestimmter Strom, um sie ruhig und stabil zu machen. Bei Änderung des Stromes verändern auch die Lichtperlen ihre Größe in kleinen Grenzen, bevor sie in eine andere Anzahl übergehen; ein Beweis dafür, daß die Stromdichte immer normal ist, weil der Strom sich stetig ändert. Demzufolge scheint das „Hehlsche Gesetz" auch für diese geteilte Entladung berechtigt zu sein. Es wurde nun die Teilchenzahl in Abhängigkeit vom Strom bei verschiedenen Drucken gemessen. Für alle Drucke, bei denen das Teilen erfolgte, trug die erste Lichtperle einen Strom von $2 \cdot 10^{-5}$ Amp. Die Teilchenzahl stieg dann mit der Stromstärke fast linear an, jedoch nahm die Zahl der Perlen bei gleicher Stromstärke ein wenig proportional dem Druck zu. Aus der Größe der Lichtperlen läßt sich roh eine Stromdichte berechnen, die zwischen 10^{-6} und $3 \cdot 10^{-5}$ Amp./mm² für die in Frage kommenden Drucke liegt. Die Lichtperlen haben die Form breitgedrückter Kugeln, am Rande jedoch etwas heller als in der Mitte. Jede Perle hat einen dünnen Stiel, der sie mit der positiven Säule verbindet und der offenbar schon zur Säule gehört (s. Fig. 1 und 2). Die Anode kann man über den Stiel bis zu den Perlen nähern, ohne daß die Perlen ihre Lage verändern. Zwischen Kathode und Anode gehen dann einzelne Entladungen über. Von einer konkaven oder konvexen Kathode gehen die Stiele zunächst senkrecht fort und biegen dann zur Säule zurück.

Zur Bedingung 2, daß die Fallraumdicke – der Abstand Kathode-Glimmlichtkante – kleiner sein muß als 1 mm, ist zu bemerken, daß diese Größe optisch mit einem Kathetometer gemessen wurde. Da nach Bedingung 3 das Entladungsrohr dauernd an der Pumpe liegen muß, oder mit einem kälteren Kondensationsraum verbunden sein muß, ist es nicht möglich, aus der Temperatur des Gefäßes auf den herrschenden Quecksilberdampfdruck zu schließen. Es möge nur gesagt sein, daß die Ofentemperaturen, je nach den Gefäßdimensionen zwischen 200° und 300° C lagen, um die erforderliche Fallraumgröße von 1 mm zu erhalten.

Als Erläuterung zu Bedingung 3 seien die Maße eines einfachen zylindrischen Entladungsrohrs beigegeben, welches die Erscheinung gut zeigte:

Innerer Durchmesser: 30 mm.
Abstand der querschnittfüllenden Plattenelektroden 100 mm.
Zwischen beiden Elektroden ist an der oberen Seite des Gefäßes das Abpumprohr von 10 mm innerem Durchmesser angebracht, doch dicht über der Anschmelzstelle auf 10 mm Länge auf etwa 1 mm innerem Durchmesser verengt.

Abdestilliertes Quecksilber kann nach Kondensation außerhalb des Ofens in das Gefäß zurückrollen. Die Verengung des Rohres ist unbedingt nötig, um den erforderlichen Druck nach Bedingung 2 zu erreichen. Andererseits zeigte ein von der Pumpe abgeschmolzenes Rohr das symmetrische Teilen des Glimmlichts nur ganz unvollkommen. Ließ man den Teil des Abpumprohres, der sich zwischen Kapillare und abgeschmolzenem Ende befand, aus dem Ofen herausragen, so war im gleichen Rohr das Teilen wieder gut zu erhalten. Quecksilber konnte dann aus dem Entladungsgefäß destillieren und sich in dem kühleren Rohrende kondensieren.

Bedingung 4 verlangt Vorhandensein von flüssigem Quecksilber. Ist im Rohr das letzte Tröpfchen Quecksilber gerade verdunstet, so verschwindet das Teilen augenblicklich, obwohl der nötige Druck zunächst vorhanden ist. Ein von der Pumpe abgeschmolzenes Rohr, welches gerade soviel Quecksilber enthielt, daß über 200° alles Quecksilber verdampft war, zeigte keine Spur des Teilens. Andererseits ist das Teilen auch dann vorhanden, wenn ein Tropfen Quecksilber in einem besonderen Seitenarm des an der Pumpe liegenden Entladungsgefäßes außerhalb des Ofens für sich erhitzt wird.

Bedingung 3 und 4 können offenbar daher zu der Forderung zusammengefaßt werden:

Destillierendes Quecksilber muß vorhanden sein.

IV. Deutung der Erscheinung.

Es liegt nahe, an einen Schwingungsvorgang im Rohr zu denken. Stroboskopische Betrachtung der Entladung und Lautsprecher mit dem Rohr in Serie geschaltet zeigten keine Schwingung an. Ebensowenig konnte das Teilen durch die Sekundärwicklung eines 10000-Volt-Transformators als Drossel noch durch eine Hochfrequenzdrossel, die man mit dem Rohr in Serie geschaltet hatte, irgendwie beeinflußt werden. Kapazitäten parallel der Entladung waren ebenfalls ohne Wirkung.

Die Erklärung, die A. Güntherschulze (s. oben) für die Perlenbildung an der Anode gibt, kann nicht auf diese Erscheinung übertragen werden, da gerade entgegengesetzte Stromverhältnisse vorliegen. Möglich wäre eine starke transversale Kraftwirkung der Raumladung auf die Ionen; die Quecksilberionen würden dann wegen ihrer geringen Beweglichkeit dieser Kraft so stark folgen, daß das Glimmlicht seine Homogenität aufgibt und in diese Einzelperlen zerfällt. Auch an eine Art Fadenstrahlwirkung wäre zu denken, die den Querschnitt der Entladung auf ein gewisses günstiges Maß zu verringern sucht. Trotzdem ist dann noch nicht die Frage geklärt, warum die Erscheinung an das Vorhandensein von destillierendem Quecksilber gebunden ist. Vorderhand läßt sich also noch keine brauchbare Deutung für diese recht merkwürdige Perlenbildung an der Kathode geben.

Herrn Prof. Hanle bin ich für das Interesse, das er der Arbeit entgegenbrachte, sowie für zahlreiche Ratschläge zu großem Dank verpflichtet. Ferner danke ich der Firma Schott und Genossen für die Überlassung von Duraxglas.

Jena, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 24. Februar 1934.)

Zur ionentheoretischen Erklärung von Ladungsunterschreitungen und Elektrophotophorese.

Von A. Lustig und M. Reiss.

Die Forschung auf dem Gebiete der mikroskopischen und submikroskopischen Materie, an Probekörpern (Pk.) der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-5} cm, zerfällt vor allem in drei Teile:

1. Die Bestimmung der kleinsten von diesen Pk. getragenen Ladung,
2. Die Untersuchung der Brownschen Bewegung eines solchen im Gase oder in einer Flüssigkeit suspendierten Teilchens und
3. Die Untersuchung der ponderomotorischen Wirkungen, die ein solches Teilchen, unter dem Einflusse der Bestrahlung mit intensivem Lichte erfährt.

Die merkwürdigen und im Rahmen der bisherigen theoretischen Anschauungen nur schwer ausdeutbaren Resultate dieser Untersuchungen gaben vielfach Veranlassung, mit Hilfe neuer Hypothesen einen Einbau der Erscheinungen in den Rahmen von in der Physik heute herrschenden Anschauungen zu versuchen. Bekanntlich ergibt die Ladungsmessung an derartigen Pk. nach der Ehrenhaft-Millikanschen Methode an vielen Pk. Ladungen, die wesentlich kleiner sind als das Elektron. Um diese Resultate mit der Annahme einer unteilbaren Elementarladung vereinbaren zu können, hat man versucht, nachzuweisen, daß die Voraussetzungen, die der Ladungsbestimmung zugrunde liegen, nicht zutreffen. Der wesentliche Punkt ist hierbei die Annahme, daß die Teilchen eine Dichte haben, die von der makroskopischen verschieden ist, bzw. daß die Teilchen von der Kugelgestalt abweichen. Der Nachweis, daß diese Voraussetzungen nicht zutreffen, ist keineswegs gelungen.

Es wurden ferner bei Bestrahlung der Pk. mit einem intensiven Lichtstrahl Bewegungen in der Richtung bzw. entgegen der Richtung des beleuchtenden Strahles beobachtet (positive bzw. negative Photophorese)[1]. Zur Ausdeutung der Photophorese hat man die Wirksamkeit der sogenannten Radiometerkräfte angenommen. In der positiven Photophorese hat man auch vielfach den experimentellen Nachweis des Lichtdruckes auf den Pk. zu erblicken geglaubt. Es ist aber trotzdem bis jetzt nicht gelungen, diese

1) Verzeichnis aller theoretischen und experimentellen Arbeiten bei M. Reiss, Physik. Zeitschr. **33**, 185, 1932.

Erscheinungen in allen ihren wesentlichen Merkmalen theoretisch zu erfassen. Doch soll auf diese Fragen hier nicht näher eingegangen werden.

In letzter Zeit sind nun von Ehrenhaft und seinen Schülern eine Reihe von neuen Erscheinungen gefunden worden, die noch vollkommen ungeklärt sind. Es handelt sich um die sogenannte Elektrophotophorese und Magnetophotophorese[1]). Bei dieser schon des öfteren genauer beschriebenen Erscheinung handelt es sich um folgendes: In einem homogenen elektrischen oder magnetischen Feld bewegen sich ungeladene Pk. in oder gegen die Richtung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes, wenn sie senkrecht zum Feld mit einem intensiven Lichtstrahl beleuchtet werden, als wären sie elektrisch geladen, bzw. als wären sie einzelne Magnetpole. Bei Verringerung der Lichtintensität bis auf das zur Beobachtung unbedingt notwendige Minimum oder bei Ausschaltung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes hört die Beeinflussung der ursprünglichen Fallbewegung momentan auf. Auch diese Erscheinung hat man als Wirkung von Radiometerkräften auszudeuten versucht. Hierbei mußte man allerdings die zusätzliche Hypothese einer Abhängigkeit des Akkommodationskoeffizienten vom elektrischen bzw. magnetischen Feld an der betreffenden Stelle der Oberfläche des Teilchens machen[2]).

In einer kürzlich erschienenen Abhandlung erörtert K. Sitte[3]) die Möglichkeit einer gemeinsamen, bisher noch nicht beachteten Ursache des Auftretens von Subelektronen und der Elektrophotophorese. Sitte nimmt an, daß die durch die Bestrahlung aufgenommene Energie zu einer oberflächlichen Verdampfung und zu einer Elektronenemission durch Photoeffekt oder glühelektrischen Effekt Veranlassung gibt. „Die so ausgesendeten Elektronen – und evtl. Ionen des Probekörpermaterials werden sich nun im Feld des Partikels verteilen und dabei noch durch Zusammenstöße mit den Molekülen des umgebenden Gases, also Ionisation, ihre Energie verlieren[4])." Diese ausgesendeten oder durch Ionisation entstandenen Ladungsträger beiderlei Vorzeichens sollen nun, wie Sitte annimmt, eine das Teilchen umgebende Ladungswolke bilden. Im Sinne der Theorie der starken Elektrolyte von Debye-Hückel-Onsager würde eine solche Ladungswolke die Beweglichkeit des Pk. verringern.

Experimentell wird zur Größenbestimmung des Pk. die Fallgeschwindigkeit v_f gemessen. Aus der Gleichung $v_f = B \cdot m \cdot g$ wird unter Zugrundelegung eines bestimmten theoretischen Gesetzes für B z. B. nach Stokes $B = \frac{1}{6\pi\mu a}$ oder Stokes-Cunningham $B = \frac{1}{6\pi\mu a}\left(1 + A\frac{l}{a}\right)$ der Radius des Teilchens bestimmt. Wenn nun die Beweglichkeit durch die oben erwähnte Ladungswolke, die das Teilchen umgibt, verkleinert wird, so würde für den Radius des Teilchens ein zu kleiner Wert berechnet werden[1]). Legt man nun diesen unrichtigen Wert für den Radius der Gewichtsbestimmung bzw. der Ladungsberechnung zugrunde, dann resultiert eine zu kleine Ladung.

Dieselbe Ionenwolke soll nun auch das Zustandekommen der Elektrophotophorese erklären. Sitte nimmt an, „... daß durch Einschalten der starken Beleuchtung – erhöhte Energiezufuhr – aus dem ungeladenen Teilchen ein geladenes mit der entsprechenden Raumladung wird ... Bei Ausschalten der Beleuchtung muß der frühere Gleichgewichtszustand wieder hergestellt werden, das Teilchen also ungeladen bleiben. Bringt man aber das stark beleuchtete Teilchen in ein Feld, so wird der äußerste Teil seiner Ladungswolke abgeschleppt, und es wird im allgemeinen der festgehaltene Rest eine von Null verschiedene Gesamtladung behalten. Das Teilchen muß daher wie ein gewöhnlicher geladener Pk. im Felde laufen. Damit ergibt sich zunächst unmittelbar die Kommutierbarkeit des Effektes mit der Feldstärke[2])." Es soll nun zunächst untersucht werden, wie weit bei den tatsächlichen Versuchen die Grundbedingung für die ganze Erklärung, nämlich das Zustandekommen der Ionenwolke realisierbar ist.

Betrachten wir zunächst die Auslösung von Photoelektronen. Vor allem sei darauf hingewiesen, daß der Lichtstrahl, bevor er auf den Pk. trifft, Glas von einigen Zentimetern Dicke zu passieren hat (einige Glaslinsen). Selbstverständlich wird hierbei der allergrößte Teil der photoelektrisch wirksamen ultravioletten Strahlung

1) F. Ehrenhaft und D. Konstantinowsky, Wiener Anzeiger IX, 18. März 1920; G. Placzek, Zeitschr. f. Phys. **49**, 601, 1928; F. Ehrenhaft, C. R. **190**, 263, 1930; Physik. Zeitschr. **31**, 478, 1930; Phil. Mag. **11**, 140, 1931; F. Ehrenhaft, M. Reiss, E. Wasser, Zeitschr. f. Phys. **60**, 754, 1930; **67**, 519, 1931; P. Selner, Zeitschr. f. Phys. **71**, 658, 1931; E. Reeger, Zeitschr. f. Phys. **71**, 646, 1931; E. Wilflinger, Zeitschr. f. Phys. **71**, 666, 1931.

2) F. Ehrenhaft, M. Reiss, E. Wasser, Zeitschr. f. Phys. **67**, 519, 1931.

3) K. Sitte, Physik. Zeitschr. **34**, 473, 1933.

4) K. Sitte, l. c. S. 474.

1) Es sei hier auf einen sinnstörenden Druckfehler in der Arbeit von Sitte aufmerksam gemacht. Es soll auf S. 478 anstatt „... die ihre Beweglichkeit scheinbar vergrößert..." „verkleinert" heißen.

2) K. Sitte, l. c. S. 476.

absorbiert. Wenn also die langwellige Grenze des betreffenden Probekörpermaterials im Ultraviolett liegt, so ist es kaum denkbar, daß überhaupt eine Photoemission zustandekommt. Nun könnte es aber sein, daß durch irgendeine Veränderung an der Oberfläche des Teilchens die langwellige Grenze wesentlich gegen Rot hin verschoben ist, so daß auch der vom Glas durchgelassene Teil des Spektrums photoelektrisch wirksam wird. Denken wir uns nun den Pk. in Stickstoff suspendiert, wie dies bei den meisten Versuchen tatsächlich der Fall war. Die Ionisierungsspannung von Stickstoff beträgt etwa 17 Volt. Die Energie der ausgesendeten Photoelektronen ist nun sicherlich kleiner als $h\nu$, wobei also die Austrittsarbeit vollkommen unberücksichtigt ist. Nehmen wir für die kürzeste noch ausgesendete Wellenlänge etwa 300 $m\mu$ (was natürlich mit den tatsächlichen Verhältnissen kaum übereinstimmt), so erhalten wir für $h\nu$ etwa 4 Volt. Daraus erhellt, daß eine Ionisierung des den Pk. umgebenden Gases durch emittierte Photoelektronen nicht möglich ist.

Gehen wir aber nun zur zweiten von Sitte erörterten Möglichkeit der Bildung von Gasionen durch Ionisierung durch Glühelektronen über. Es ist wohl unmöglich, theoretisch zu untersuchen, wie groß die Emission von Glühelektronen durch den Pk. ist, da hierzu die genaue Kenntnis der Temperatur des Pk. erforderlich wäre; denn bekanntlich ist nach den Gesetzen des glühelektrischen Effektes die Emission in außerordentlich starkem Maße mit der Temperatur veränderlich. Außerdem hängen die Konstanten im Emissionsgesetz wesentlich von der Oberflächenbeschaffenheit ab, so daß es auch bei genauer Kenntnis der Temperatur des Pk. nicht ohne weiteres möglich ist, die Glühemission zu berechnen. Nun ist aber die Energie der so ausgesendeten Elektronen von der Größenordnung $3/2 \cdot k \cdot T$. Dies ergibt bei $T = 2000° K$ etwa 0,3 Elektronenvolt. Daraus geht genau so wie im Falle der Photoemission hervor, daß auch die ausgesendeten Glühelektronen keine Ionisation des Gases bewirken können. Eine Ionisation durch Glühelektronen wird dabei noch viel seltener auftreten als Temperaturionisation durch Stoß rascher Gasmoleküle. Es bliebe also noch die ebenfalls von Sitte erörterte Möglichkeit, daß die positiven Ionen der den Pk. umgebenden Ladungswolke durch Ionen des Probekörpermaterials selbst gebildet werden. Dies wäre natürlich noch schwieriger theoretisch zu untersuchen als der Fall der Glühelektronen, weil man über die Thermionen viel weniger weiß und außerdem auch die genauen Emissionsbedingungen bekannt sein müßten (Temperatur und Oberflächenbeschaffenheit).

Aus all dem Obigen geht also hervor, daß, selbst wenn es zur Bildung von positiven Ionen kommen sollte, dies wohl nur Ionen des Probekörpermaterials sein könnten und aus energetischen Gründen keine Gasionen. Ferner ergibt sich, daß auf jeden Fall die Zahl der ausgesendeten negativen Ladungsträger ein hohes Vielfaches der Zahl der positiven Ionen sein wird. Denn bekanntlich ist beim glühelektrischen Effekt die Zahl der Elektronen immer viel größer als die Zahl der Ionen. Es ist daher sehr fraglich, ob es überhaupt zur Bildung einer Ladungswolke kommen kann, die das Fundament des Sitteschen Deutungsversuches bildet.

Nehmen wir aber an, daß sowohl positive Ionen als auch Elektronen in genügender Menge gebildet werden, so daß die Voraussetzungen zur Bildung einer Ladungswolke gegeben wären. Es soll geprüft werden, wie weit die Ergebnisse der Theorie der starken Elektrolyte auf den vorliegenden Fall übertragbar sind. Es werde hier nur ganz kurz an die Grundlagen dieser Theorie erinnert.

Alle Vorgänge im Elektrolyten werden in einem Koordinatensystem beschrieben, dessen Ursprung in einem willkürlich herausgegriffenen Ion, dem sogenannten Zentralion, liegt und mit diesem fest verbunden ist. Es wird nun unter Zugrundelegung des Boltzmannschen Prinzips und der Poissonschen Gleichung die Ladungsverteilung und das Potential in der Umgebung des Zentralions im zeitlichen Mittelwert berechnet. Es ergibt sich, daß das Zentralion von einer entgegengesetzt geladenen Ladungswolke umgeben ist. Die Ladungsdichte nimmt mit wachsender Entfernung vom Zentralion rasch ab und geht asymptotisch in gleichmäßige Ladungsverteilung über (gleichviel positive und negative Ionen, daher Ladungsdichte Null). Wegen der Relaxationszeit dieser „Ionenatmosphäre" kommt es bei einer Bewegung des Zentralions zu einer überlagerten asymmetrischen Ladungsverteilung, die die Bewegung des Zentralions hemmt (sogenannte Ionenkraft). (Von der außerdem auftretenden Elektrophorese werde hier abgesehen.)

Sitte verwendet nun dieselben Vorstellungen für den Fall des betrachteten Pk., der bei ihm die Rolle des Zentralions der Elektrolyttheorie spielt. Vor allem sei darauf hingewiesen, daß wir es zum Unterschiede von einem binären Elektrolyten mit 3 Sorten von Ladungsträgern zu tun haben, nämlich: positive Ionen, Elektronen und der Pk. Hierbei ist von der dritten Sorte nur ein einziges Individuum vorhanden (Pk.), welches sich außerdem durch Größe und Beweglichkeit um mehrere Größenordnungen von den übrigen

Ladungsträgern unterscheidet. Sitte berechnet nun nach dem Boltzmannschen Prinzip die Verteilung der Ladungsträger, wobei er als Ladungsdichte folgenden Ausdruck ansetzt:

$$\varrho_i(r) = C_i e^{-\frac{e_i \psi + F_i(r)}{kT}}.$$

Hierbei sollen die Funktionen $F_i(r)$ die Reibungsarbeit bedeuten, „die man braucht, um die Ladung e_i durch das Gas zu bewegen, also den Energieverlust durch Ionisierung in der umgebenden Gasschicht“[1]). Es ist nicht einzusehen, wodurch die Einführung dieser F_i gerechtfertigt erscheint, da doch bei der geringen Geschwindigkeit der Ladungsträger ein Energieverlust durch Ionisation nicht in Frage kommt. Daher dürfte auch die von Sitte in der Zeichnung S. 474 angeführte Ladungsverteilung physikalisch kaum realisierbar sein. Es ist auch kaum zu verstehen, wodurch die Ionenwolke nach außen begrenzt werden könnte, sondern man muß vielmehr annehmen, daß die Ladungsträger infolge der Brownschen Bewegung den ganzen ihnen zur Verfügung stehenden Raum ausfüllen, genau so wie im Falle des Elektrolyten. Diese Tatsache scheint eine weitere Schwierigkeit für die ganze Anschauungsweise zu sein.

Sitte rechnet nun, indem er die F_i gleich Null setzt, genau so weiter, wie dies in der Elektrolyttheorie zur Berechnung der Ionenkräfte geschieht. Bei der Berechnung des Potentials in der Umgebung des Pk. übernimmt Sitte einen Ausdruck, bei dessen Ableitung man in der Elektrolyttheorie die Voraussetzung macht, daß der Radius des Zentralions vernachlässigbar klein ist gegenüber der „Dicke“ der Ionenwolke $\frac{1}{\varkappa}$. Auf den Pk. angewendet, heißt dies, daß der Radius a des Pk. klein sein muß gegenüber $\frac{1}{\varkappa}$. Da nun Sitte in seinem Endresultat für $\varkappa$ den Wert $5 \cdot 10^5\ \mathrm{cm}^{-1}$ erhält und er für $a = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm annimmt, der Radius a also mehr als das Siebenfache der „Dicke“ der Ionenwolke beträgt, so ist klar, daß die von Sitte verwendete Näherung in keiner Weise den Tatsache entspricht.

Man erhält vielmehr bei richtiger Berücksichtigung der Größe des Pk. für das Potential ψ statt

$$\psi = \frac{e_0}{D} \frac{e^{-\varkappa r}}{r}$$

mit Debye und Hückel[1]) den Ausdruck:

$$\psi = \frac{e_0}{D} \frac{e^{\varkappa a}}{1 + \varkappa a} \frac{e^{-\varkappa r}}{r}.$$

Unter Benutzung der Werte $\varkappa = 5{,}4 \cdot 10^5$ und $a = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ ergibt sich, daß der zweite Ausdruck rund 300mal so groß ist wie der erste. Dies ist ein Beweis, daß die von Sitte verwendete Näherung unbrauchbar ist. Es erscheint daher auch die weitere Berechnung vollkommen illusorisch.

Außerdem bedeutet in der Formel für die Ionenkraft

$$K = \frac{|e_1 e_2|}{3DkT} \varkappa \frac{v_f}{B} \frac{q}{1 + q}$$

B die Beweglichkeit des Zentralions, die natürlich für einen Elektrolyten mit zwei Ionensorten, für welchen Fall obige Formel von Onsager[2]) abgeleitet wurde, identisch ist mit der Beweglichkeit der einen Ionensorte. Im vorliegenden Fall stehen jedoch diese beiden Größen, Beweglichkeit des Zentralkörpers und der Ionen im Verhältnis von etwa 1 : 30000, so daß es, abgesehen vom Fehler bei der Potentialberechnung, sehr zweifelhaft erscheint, ob man berechtigt ist, in die Formel einfach die Beweglichkeit des Pk. einzusetzen, bzw. ob die hierbei erhaltenen Resultate auch nur größenordnungsmäßig den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen. Eine einfache Überlegung zeigt vielmehr, daß sowohl nach der ursprünglichen Theorie von Debye und Hückel als auch nach der Theorie gemischter Elektrolyte von Bennewitz, Wagner und Küchler[3]) unter Zugrundelegung eines Elektrolyten mit drei Ionensorten, von denen eine Sorte in unendlich geringer Konzentration vorhanden ist (diese Ionensorte würde dem Pk. entsprechen), die Ionenkraft viel kleiner resultiert, als Sitte sie berechnet. So ergibt eine einfache Rechnung nach der Theorie von Bennewitz, Wagner und Küchler, daß im Falle von drei Ionensorten, die alle einfach geladen sind, die Ionenkraft auf das Ion der dritten Sorte (Pk.) 30000mal so klein ist als die Kraft, die sich berechnet, wenn man die von Sitte verwendete für Elektrolyte mit zwei Ionensorten geltende Onsagersche Formel verwendet, bei deren Anwendung auf das vorliegende Problem, wie erwähnt, die größenordnungsmäßige Verschiedenheit der

1) K. Sitte, l. c. S. 475.

1) P. Debye und E. Hückel, Physik. Zeitschr. **24**, 192, 1923.

2) L. Onsager, Physik. Zeitschr. **28**, 286, 1927.

3) K. Bennewitz, C. Wagner und K. Küchler, Physik. Zeitschr. **30**, 623, 1929.

Beweglichkeit von Pk. und Ionen unberücksichtigt bleibt. Das heißt, man müßte eine viel größere Konzentration der Ladungsträger annehmen, als Sitte sie errechnet, ohne daß man dann wegen der Unsicherheit bei der Übertragung der Formeln der Theorie der Elektrolyte auf den vorliegenden Fall wirklich die Gewähr hätte, daß Ionenkräfte einen merklichen Einfluß ausüben könnten[1]).

Nehmen wir aber trotzdem die Möglichkeit des Zustandekommens von Ionenkräften im Sinne der Elektrolyttheorie an und sehen wir zu, ob die Versuche selbst nicht Kriterien für die Richtigkeit der Sitteschen Hypothese liefern. Zunächst lehrt das Experiment, daß die Ladung eines Pk. oft stundenlang innerhalb der Meßgenauigkeit konstant bleibt. Würde nun eine ständige Emission oder Ionisation vor sich gehen, so daß die gemessene Ladung, die die algebraische Summe der Ladung des Pk. und der Ladungen in der Wolke darstellen soll, nur ein statistischer Mittelwert über die jeweiligen momentanen Ladungswerte ist, so ist die stundenlange Stabilität der gemessenen Ladung vollkommen unverständlich. Denn da die Meßgenauigkeit die Konstatierung von Ladungsänderungen gestattet, die nur einen geringen Bruchteil der nach der atomistischen Auffassung der Elektrizität möglichen kleinsten quantenhaften Ladungssprünge der gesamten Ladungswolke ausmacht, und da solche Änderungen um ein Elementarquant bei der großen Zahl der Ladungsträger in der Ionenwolke unbedingt sehr häufig eintreten müßten, so widerspricht dem die Stabilität der gemessenen Ladung aufs entschiedenste. Es ist zu bemerken, daß die Versuche keinen Anhaltspunkt dafür liefern, daß etwa die erwähnte Stabilität in irgendeinem Zusammenhang mit der Größe der Abweichung der Ladung vom Elektronenwert steht; es läßt sich vielmehr mit Sicherheit behaupten, daß stundenlange Stabilität gleicherweise bei allen Pk. beobachtet werden kann.

Ferner sind z. B. viele Ladungsbestimmungen absichtlich bei außerordentlich geringer Lichtintensität angestellt worden, so daß das Teilchen gerade noch beobachtet werden konnte; trotzdem ergaben sich auch bei diesen Versuchen die bekannten wesentlichen Unterschreitungen des Elektronenwertes[1]).

Man könnte nun denken, daß die Bildung einer Ionenwolke bei der schwachen Beleuchtung nicht zustande kommt, daher also für die Subelektronen nicht verantwortlich zu machen ist. Bei der Elektrophotophorese hingegen wird der Pk. mit möglichst intensivem Licht bestrahlt, so daß hier das Auftreten einer Ionenwolke eher denkbar wäre, wenn auch die oben angeführten Gründe sehr dagegen sprechen. Es wäre also in diesem Sinne die Elektrophotophorese als normale Bewegung eines geladenen Pk. im elektrischen Felde aufzufassen, nur mit dem Unterschied, daß die Ladung nur so lange vorhanden ist, als der Pk. sich im intensiven Lichte befindet. Diese Ladung müßte natürlich auch wieder ein Vielfaches der Elementarladung sein. Nun ist aber aus laufenden Versuchen von G. Isser und E. Schneyer am hierortigen Institut bekannt, daß die Bewegung mit abnehmender Lichtstärke innerhalb der Meßgenauigkeit stetig abnimmt, während bei Annahme der obigen Deutung die elektrophotophoretische Geschwindigkeit nur sprungartige Änderungen aufweisen könnte, die ganzzahligen Vielfachen der Elementarladung entsprechen.

Ferner sei noch bemerkt, daß es meistens gelingt, die elektrophotophoretische Kraft bei einer bestimmten Lichtintensität und Feldstärke auch nach längerer Zeit quantitativ genau zu reproduzieren. Im Bilde des obigen Deutungsversuches hieße dies aber eine genaue Wiederherstellung der elektrischen Ladungsverteilung um den Pk., die bei jedem Ausschalten der intensiven Beleuchtung wesentlich geändert wird und dann immer wieder in den früheren Zustand zurückkehren müßte. Dies ist natürlich genau so wie die Stabilität der Ladung bei den Ladungsmessungen auf dem Boden der Sitteschen Anschauungsweise unverständlich.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die von Sitte versuchte Erklärung für das Zustandekommen von Subelektronen und Elektrophotophorese aus theoretischen und experimentellen Gründen ungeeignet ist, die Erscheinungen auszudeuten.

Wien, Oktober 1933. III. Physikalisches Institut der Universität Wien.

(Eingegangen 8. November 1933.)

1) Es sei hier auf zwei Versehen in der Arbeit von Sitte auf S. 475 hingewiesen. Für die charakteristische Größe $\frac{1}{\varkappa}$ resultiert der Wert $0{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm statt $\frac{1}{2} \cdot 10^{-5}$ cm. Weiter für die Zahl der Ladungsträger pro cm³ $4{,}2 \cdot 10^{15}$ statt $4{,}2 \cdot 10^{16}$.

1) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **33**, 681, 1932.

Bemerkungen zu der Arbeit von A. Lustig und M. Reiss: „Zur ionentheoretischen Erklärung von Ladungsunterschreitungen und Elektrophotophorese."

Von Kurt Sitte.

In der genannten Arbeit[1]) kommen Lustig und Reiss auf Grund einer Kritik meiner Abschätzungen[2]) und von Diskussionen über Experimente zum Schluß, daß die von mir vorgeschlagene Hypothese „aus theoretischen und experimentellen Gründen ungeeignet ist, die Erscheinungen auszudeuten". Da ich der Ansicht bin, daß ihre Ausführungen zum Teil auf Mißverständnissen meiner Annahmen beruhen — offenbar begründet auf nicht genügend klarer Formulierung meinerseits —, möchte ich hier nochmals zu diesem Problem Stellung nehmen.

Was zunächst den Vorwurf anbetrifft, daß ich bei der Berechnung der „Ionenkraft" die für $ax \ll 1$ richtige Formel benutzt habe, obwohl diese Bedingung sicher nicht erfüllt ist, so muß ich darauf hinweisen, daß ich selbst an mehreren Stellen ausdrücklich betont habe, daß es mir auf eine genaue Berechnung nicht ankäme und meine Formeln nur eine sehr rohe Approximation darstellen sollen. Statt „Berechnungen" sollte ich eigentlich immer „Abschätzungen" sagen, und es war demgemäß meine Absicht, die entsprechenden Formeln nicht in unnötig komplizierter Form anzuschreiben, da eine exakte Behandlung eben nicht möglich ist. Es war mir auch bekannt, daß die Korrekturen, die durch Verwendung einer genaueren Rechnung an meinen Formeln angebracht werden müßten, in einer für meine Zwecke ungünstigen Richtung verlaufen, aber ich glaube, daß sie durch die andere Vernachlässigung meiner Rechnungen, $F_i(r) = 0$, die den entgegengesetzten Sinn hat, überkompensiert werden.

Die Einführung der $F_i(r)$ wird bei Lustig und Reiss als fehlerhaft hingestellt, weil die durch Glüh- oder Photoemission ausgelösten Elektronen nicht genügend Energie besitzen, um das umgebende Gas zu ionisieren. Dem muß ich entgegenhalten, daß ich natürlich nie an Stoßionisation durch die „Raumladungs"elektronen gedacht habe, — daß eine solche speziell beim Photoprozeß nicht in Frage kommt, kann man sich sofort klarmachen: wenn sie eintreten sollte, müßte a fortiori das einfallende Licht selbst ionisieren können! Dagegen muß das Füllgas, wenn es sich nicht gerade um ein Edelgas handelt, die Elektronen einfangen und so negative Gasionen bilden; ferner können Rekombinationen zwischen den Elektronen und den emittierten Ionen der Partikelsubstanz sowie Umladungen zwischen den negativen Gasionen, den neutralen Molekülen und den positiven Partikelionen eine Rolle spielen. Diese Effekte rechtfertigen, glaube ich, die Einführung der $F_i(r)$ vollkommen und sind daher für die Ladungsverteilung im Sinne von Fig. 1 meiner Arbeit verantwortlich.

Soweit die theoretischen Einwände; es scheint mir also, daß sie nicht zu dem Schluß berechtigen, daß der Raumladungseffekt nicht möglich ist. Immerhin wäre meine Hypothese natürlich hinfällig, wenn ausreichende experimentelle Daten vorlägen, die zu Widersprüchen mit Folgerungen aus meiner Annahme führten. Die von Lustig und Reiss angegebenen Experimente sind aber nicht von dieser Art.

Die genannten Autoren führen zunächst die Tatsache an, daß die an einem Pk. gemessene Ladung oft während vieler Stunden konstant bleibt; dies soll mit meiner Hypothese unvereinbar sein, die natürlich Schwankungen der Gesamtladung der Wolke — das ist ja gerade die gemessene Ladung — zur Folge haben müßte. Die Prämissen sind zweifellos richtig, der Schluß daraus aber nicht: denn diese Schwankungen müssen überaus rasch erfolgen, die gemessene Ladung stellt somit den Mittelwert der Momentanladungen dar und ihre Konstanz ist nicht überraschend, sondern geradezu das, was man erwarten muß, wenn man nicht durch äußere Störungen Umladungen hervorruft. Die Ladungsschwankungen selbst sind, eben wegen ihrer raschen Folge und ihres „Schwankungscharakters", nicht als solche konstatierbar, sondern sie werden höchstens eine Verstärkung der Brownschen Bewegung in der Feldrichtung vortäuschen. Beobachtbar wäre also nur evtl. ein Unterschied in der Beweglichkeit in der Feldrichtung und senkrecht dazu — ein Effekt, den manche Autoren auch gefunden zu haben glauben, andere wieder nicht; Klarheit hat man darüber noch nicht.

Als weiteres Argument soll der experimentelle Befund dienen, daß bei der Elektrophotophorese mit einer stetigen Verringerung der Beleuchtungsstärke eine stetige Abnahme der elektrophotophoretischen Kraft parallel läuft. Wenn die Raumladungseffekte hier eine Rolle spielen würden, schließen Lustig und Reiss, so kämen nur diskontinuierliche Änderungen in Frage, da sich die Gesamtladung nur sprunghaft ändern würde. Auch das stimmt nicht ganz. Verminderte Beleuchtung — verminderte Energiezufuhr in unserem Sinne — müßte in erster Linie auch ohne Änderung der Gesamtladung die Gestalt

1) A. Lustig u. M. Reiß, Physik. Zeitschr. **35**, 340, 1934.
2) K. Sitte, Physik. Zeitschr. **34**, 473, 1933.

der Raumladungskurve in dem Sinne ändern, daß sie ihre Wirkung stetig vergrößert und die scheinbare Ladung entsprechend stetig verkleinert. Tritt dann doch eine sprunghafte Ladungsänderung ein, so ist diese nicht möglich ohne sprunghafte Änderung der Ladung des Pk. selbst, und damit ist wieder eine sprunghafte Änderung der Ausdehnung der Ladungswolke verbünden. Der verkleinerten Gesamtladung steht dann eine verkleinerte „zusätzliche Reibung" gegenüber und es ist gar nicht verwunderlich, wenn dies wieder im Experiment den Eindruck einer innerhalb der Meßgenauigkeit kontinuierlichen Änderung macht.

Zum Schlusse sei mir gestattet, diesen Einwänden gegenüber noch einmal die Tatsachen zusammenzustellen, die mir für meine Hypothese zu sprechen scheinen: abgesehen davon, daß sie eben zwei auf andere Weise noch nicht verständliche Phänomene, Subelektronenladungen und Elektrophotophorese, gemeinsam zu erklären erlaubt, macht sie das Auftreten des bekannten „Grenzradius" für Ladungsmessungen verständlich, oberhalb dessen keine Ladungsunterschreitungen gefunden werden; sie gibt ferner das richtige Bild für die E-v-Kurven der Elektrophotophorese und gestattet noch die Voraussage, bei welchen Stoffen diese Effekte überhaupt gefunden werden können — ebenfalls in Übereinstimmung mit der Erfahrung. Es liegt mir natürlich fern, meine Annahme als die einzig mögliche hinstellen zu wollen und an ihr auf alle Fälle festzuhalten, aber die Argumente von Lustig und Reiss scheinen mir nicht stichhaltig genug zu sein, um zum Schluß zu führen, daß meine Hypothese unhaltbar ist. Vor allem aber muß ich nochmals betonen, daß ich schließlich keine „Theorie der Subelektronenladungen" ausführen, sondern auf eine mögliche Fehlerquelle der Experimente hinweisen wollte; eine Fehlerquelle, deren Vorhandensein wieder durch eine experimentelle Prüfung nachzuweisen wäre. Wie eine solche ausgeführt werden könnte, habe ich in meiner früheren Arbeit bereits angegeben und ich glaube doch, daß das Ergebnis, Klarheit über diese Verhältnisse zu gewinnen, dem Experimentator die Mühe lohnte.

Prag, im Dezember 1933.

(Eingegangen 30. Januar 1934.)

VORTRÄGE VON DER 17. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN-SACHSEN-SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 8. UND 9. JANUAR 1934 ZU HALLE A. S.

Horst Müller (Leipzig), Das Dipolmoment und die Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels.

Es läßt sich zeigen, daß das Dipolmoment einer Substanz, bestimmt nach der Methode der verdünnten Lösungen, von dem verwandten Lösungsmittel abhängt. Und in vielen Fällen kann man sogar das elektrische Moment als einfache, ungefähr quadratische Funktion der DK. des Lösungsmittels ausdrücken. Diese Feststellung geschah in dem bisherigen Meßverfahren so, daß die Variation der DK. des Zwischenmediums zwischen den gelösten Dipolmolekülen durch das Wechseln des Lösungsmittels erreicht wurde. Man kann sich aber auch für die Frage interessieren, inwieweit der funktionale Zusammenhang zwischen Dipolmoment und DK. erhalten bleibt, falls die DK.-Änderung des Zwischenmediums auf eine andere Weise, z. B. durch Variation der Meßtemperatur, erreicht wird. Einige hier mitgeteilte Experimente geben darüber Auskunft.

Es wurde in üblicher Weise nach der Methode der polaren Lösungen die Polarisation einer Substanz bei verschiedenen Temperaturen in den diversen Lösungsmitteln gemessen. Zur Untersuchung kamen Methylenchlorid und Nitrobenzol[1]), während als Lösungsmittel Hexan und Schwefelkohlenstoff dienten. Es sind das die einzigen von den in der früheren Arbeit[2])

1) Methylenchlorid ist als Gas sehr genau gemessen worden. Nitrobenzol zeigt infolge seines großen Momentes einen sehr starken Lösungsmitteleinfluß, ist aber leider bei $-80°$ für die Messung zu wenig löslich.

2) Horst Müller, Physik. Zeitschr. **34**, 689, 1933.

verwendeten Lösungsmitteln, die bei den tiefsten Meßtemperaturen noch flüssig bleiben, und es sind zugleich diejenigen mit der kleinsten und größten DK.

Die dielektrische Meßanordnung ist die gleiche wie früher[1]). Die etwas höheren Fehler der Messungen bei — 80° C rühren in erster Linie daher, daß kein Thermostat mit Regler gebaut, sondern einfach nur mit einem Gemisch aus Äther und fester Kohlensäure gekühlt wurde. Die Temperaturabhängigkeit der Leerkapazität des Flüssigkeitskondensators wurde auf zwei Weisen ermittelt:

a) rechnerisch unter Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung des Kondensatorbaumaterials und der DK. der Luft bei — 80° C,
b) aus Messungen an Benzol bei 20° und 41°, da die DK.-Werte für diese Substanz sehr gut bekannt sind.

Die mit den so ausgewerteten Messungen erhaltenen Dielektrizitätskonstanten für Hexan stimmen in bezug auf ihre Temperaturabhängigkeit mit den auf ganz andere Art gewonnenen Ergebnissen von C. P. Smith[2]) überein (Brükkenmethode!).

Für die Dichtemessungen bei tiefen Temperaturen erwies sich ein der nachstehenden Fig. 1 entsprechend gebautes Metallpyknometer

Fig. 1.

als besonders geeignet. Nach definierter Füllung des im Thermostaten befindlichen Unterteils (U) bis zur Stelle a wird vermittelst einer Korkscheibendichtung (k) das als Ausdehnungsgefäß dienende Oberteil (O) aufgeschraubt. Diese Pyknometer[2]) halten im Gegensatz zu den entsprechenden Glasgefäßen mit Schliffen sehr gut dicht (Gewichtsverlust $< 0{,}1$ mg pro Stunde) und sind sonst bequem zu handhaben. Die Resultate kommen in bezug auf Genauigkeit ungefähr den nach der Dilatometermethode[1]) gewonnenen gleich.

Tabelle I.

Temperatur in °C	ϱ_1	ε_1	P_1 (cm³)
	Hexan.		
41	$0{,}648_7$	$1{,}863_0$	$29{,}654 \pm 1^0/_{00}$
20	$0{,}667_6$	$1{,}892_8$	$29{,}528 \pm 1^0/_{00}$
0	$0{,}685_2$	$1{,}922_6$	$29{,}540 \pm 1^0/_{00}$
— 80	0,7527 ± 0,0007	2,035 ± 0,002	29,34 ± 2⁰/₀₀
	$\frac{dP_1}{dT} = 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^3}{\text{grad}}$ (± 30 Proz.).		
	Schwefelkohlenstoff.		
20	1,2632	$2{,}622_6$	$21{,}290 \pm 1^0/_{00}$
0	1,2918	2,694	$21{,}27 \pm 1^0/_{00}$
— 80	1,405 ± 0,001	2,900 ± 0,003	21,01 ± 2⁰/₀₀
	$\frac{dP_1}{dT} = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^3}{\text{grad}}$ (± 30 Proz.).		

In der obenstehenden Tabelle I sind zunächst einmal Dichte (ϱ_1), DK. (ε_1) und Polarisation (P_1) der beiden Lösungsmittel bei den verschiedenen Meßtemperaturen wiedergegeben. Die Polarisation zeigt für beide Substanzen die noch nicht geklärte schwache Temperaturabhängigkeit, die ihrer Größenordnung nach durchaus den Ergebnissen anderer Autoren entspricht[2]).

Tabelle II enthält Werte für verschiedene gemessene Lösungen: f_2 = Molenbruch, ϱ_{12} = Dichte und ε_{12} = DK. der Lösung. In Tabelle III sind schließlich die aus diesen Werten nach der in der früheren Arbeit entwickelten Extrapolationsformel[3]) errechneten Polarisationen ${}_\infty P_2$ der gelösten Substanzen zusammengestellt. Im Falle des Methylenchlorids sind noch die dem Gaszustand entsprechenden Werte hinzugefügt worden[4]).

Aus Tabelle III geht hervor, daß die prozentuale Herabsetzung der Polarisation bei tieferen Temperaturen im selben Lösungsmittel größer wird. Es läßt sich aber zeigen, daß dieser Tatbestand sich leicht durch eine etwas andere Darstellung der früher gefundenen DK.-Abhängigkeit der Polarisation erklärt:

1) Horst Müller, Physik. Zeitschr. **34**, 689, 1933.

2) C. P. Smyth u. S. O. Morgan, Journ. Am. Chem. Soc. **50**, 1547, 1928. Wir haben mit den dort angegebenen Glaspyknometern keine guten Erfahrungen gemacht.

1) S. O. Morgan u. H. H. Lowry, Journ. Phys. Chem. **34**, 2385, 1930.

2) C. P. Smyth u. S. O. Morgan, l. c.; L. Meyer, Zeitschr. phys. Chem. (B) **8**, 27, 1930.

3) Horst Müller, l. c., S. 691.

4) Entnommen aus Messungen von R. Sänger, Physik. Zeitschr. **27**, 556, 1926.

Tabelle II[1]).

Temperatur in ° C	f_2	ϱ_{12}	ε_{12}	Lösungsmittel
		Methylenchlorid.		
0	0,022886	0,69327	1,97727	C_6H_{14}
0	0,012880	1,29160	2,75994	CS_2
80	0,016425	0,75865	2,0960	C_6H_{14}
	0,030601	0,76373	2,1528	
	0,008514	1,4050	2,9702	CS_2
	0,013754	1,4050	3,0063	
		Nitrobenzol.		
41	0,006380	—	1,90796	C_6H_{14}
0	0,000820	0,68559	1,93427	
	0,002061	0,68597	1,9533	C_6H_{14}
	0,009165	0,68924	2,0633	
	0,013604	0,69125	2,1403	
0	0,000387	—	2,70822	
	0,001029	1,29161	2,7331	CS_2
	0,002284	1,29127	2,7799	
	0,005244	1,29063	2,8922	

Tabelle III.

Polarisationen ${}_\infty P_2$ in cm³
(Fehler = ± 1 Proz.).

Temperatur in ° C	als Gas	in C_6H_{14}	in CS_2	prozentige Abnahme
		a) Methylenchlorid:		
20	73	71,5	62	15
0	77	75	65	15,6
−80	100,6	97	77	23
		b) Nitrobenzol (in Klammern die Werte für $P_0 \cdot T$).		
41	—	352 (100900)	—	
20	—	377 (101000)	326 (86500)	
0	—	398 (100500)	340 (84000)	

In Fig. 2 ist statt der Orientierungspolarisation P_0 das Produkt aus P_0 und der absoluten Temperatur gegen die DK. der Lösungsmittel aufgetragen. Dieses Produkt stellt der Debyeschen Linearitätsbeziehung $P = R + \frac{b}{T}$ zufolge den Neigungsfaktor b dar und sollte explizite von der Temperatur unabhängig sein. Jedoch ist b für $t = 20°$ C die durch Kreise festgelegte Funktion der DK. der Lösungsmittel. Nun zeigen aber die als Dreiecke eingetragenen, bei −80° erhaltenen Meßpunkte durch ihre Lage auf derselben Kurve $b(\varepsilon)$, daß die Lösungsmittelabhängigkeit des Produktes $P_0 \cdot T$ für alle Temperaturen durch dieselbe Funktion gegeben wird[1]).

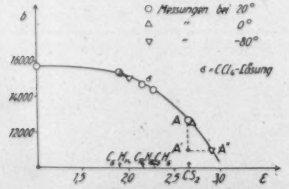

Fig. 2. Das Produkt $P_0 \cdot T = b$, aufgetragen gegen die DK. des die Dipolmoleküle umgebenden Mediums. Untersuchte Substanz: Methylenchlorid.

1) Meßwerte für 20° C siehe H. Müller, loc. cit.

Anders gesagt: Bei Gültigkeit der Proportionalität $P \sim \frac{1}{T}$ müßte man für $P_0 \cdot T$ für alle Temperaturen den gleichen Meßpunkt (A) (Fig. 2) erhalten. Statt dessen bekommt man für tiefere Temperaturen den kleineren Wert (A'). Beachtet man aber, daß die DK. des Lösungsmittels gestiegen ist, so hat man die Abszisse entsprechend zu vergrößern und kommt dann gerade auf die frühere Kurve zurück (A'').

Die scheinbare Verkleinerung des Dipolmomentes in Abhängigkeit von der DK. des verwendeten Zwischenmediums ist also auch für alle Temperaturen dieselbe Funktion. Vielleicht kann dieses Ergebnis bei der bis jetzt noch nicht geglückten Erklärung des Lösungsmitteleinflusses helfen: Zum Beispiel würde die Annahme, daß ein Ordnungszustand[2]) um das Dipolmolekül herum die Polarisationserniedrigung bedingt, nicht mit der festgestellten Temperaturunabhängigkeit zusammenpassen. Ein solcher Ordnungszustand, sofern darunter nur Orientierungswirkungen gemeint sind, sollte sich bei tiefen Temperaturen besser ausbilden, wegen der Verminderung der störenden Wärmeenergie, und damit sollte die Polarisationsdepression größer ausfallen, als der Kurve in Fig. 2 entspricht. Die Hypothese der Sättigungserscheinung[3]) der optischen Polarisierbarkeit läßt zwar die Temperaturunabhängigkeit der b–ε-Kurve gut verstehen, führt aber zu anderen Unzulänglichkeiten.

Zum Schlusse möchte ich noch kurz eine weitere Folgerung aus den hier gegebenen Messungen ziehen: Trägt man in üblicher Weise die Polarisation gegen den reziproken Wert der Temperatur auf (Fig. 3), so sollte man nach der Debyeschen Theorie eine Gerade erhalten, deren Ordinatenabschnitt ein Maß für die Summe von Refraktion und Atompolarisation ist. Die

1) Die Messungen an Nitrobenzol lassen sich in gleicher Weise darstellen, (vgl. Tabelle III b): Zahlen $P_0 \cdot T$.

2) H. A. Stuart u. H. Volkmann, Zeitschr. f. Phys. **83**, 461, 1933.

3) H. Müller, l. c.

optische Polarisation hat, in verschiedenen Lösungsmitteln gemessen, den gleichen Betrag[1]). Demnach folgt aus Fig. 3 aus den Hexanmessun-

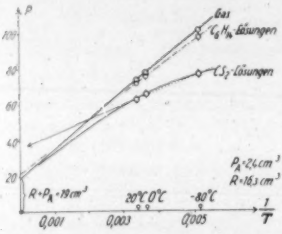

Fig. 3. Die Gesamtpolarisation, aufgetragen gegen den reziproken Wert der absoluten Temperatur, für Methylenchlorid, als Gas und in verschiedenen Lösungsmitteln. (Die ausgezogene Kurve durch die Schwefelkohlenstoffwerte soll den möglicherweise tatsächlichen Verlauf der $P-\frac{1}{T}$-Funktion in diesem Falle andeuten.)

gen eine größere Atompolarisation (4,4 cm³) als aus der Gasmessung (2,4 cm³). Und für die Schwefelkohlenstofflösungen wird dieser Wert sogar unwahrscheinlich groß (20 cm³) [1] [2]).

Man sieht daraus, daß der an sich kleine Lösungsmitteleinfluß bei Dingen wie der Atompolarisation zu sehr falschen Schlüssen führen kann und wirklich einwandfreie Ergebnisse nur aus Messungen an Gasen zu erwarten sind.

Herrn Prof. Debye möchte ich für viele wertvolle Ratschläge bestens danken.

1) Aus der Neigung der Geraden kann man auf die Momente schließen. Fig. 3 zeigt, daß in Hexan und Schwefelkohlenstoff kleinere Momentwerte gemessen werden als bei Untersuchung am Gas. Sie sind:

$\mu_{C_6H_{14}} = 1{,}50 \cdot 10^{-18}$ e.s.E., $\mu_{CS_2} = 1{,}13 \cdot 10^{-18}$ e.s.E.,
dagegen $\mu_{Gas} = 1{,}59 \cdot 10^{-18}$ e.s.E.

Diese Werte stimmen außerdem nicht mit denen überein, die man nach der Formel $\mu = 0{,}0127\ \sqrt{T(P-R)}$ errechnet. Auch muß, wie aus den Werten von $P_0 \cdot T$ hervorgeht, das so errechnete μ temperaturabhängig werden: z. B.: CH_2Cl_2 in CS_2 ergibt für $t = 20°$ $\mu^{20°} = 1{,}43 \cdot 10^{-18}$ e.s.E., $t = -80°$ $\mu^{-80°} = 1{,}34 \cdot 10^{-18}$ e.s.E. So kann man also alle Momentwerte zwischen 1,59 und $1{,}13 \cdot 10^{-18}$ durch passende Ausrechnung für CH_2Cl_2 bekommen!

1) S. O. Morgan u. H. H. Lowry (l. c.) finden in CCl_4-Lösung für P_A den Wert 7,4 cm³.

2) Vielleicht erklären sich manche der zu hoch scheinenden Atompolarisationen in dieser Weise, vgl. C. P. Smyth, Journ. Am. Chem. Soc. **51**, 2051, 1929. Es muß hier noch erwähnt werden, daß auch die Extrapolation auf unendliche Verdünnung zu einer Vortäuschung von Atompolarisation führen kann. Siehe C. P. Smyth, Journ. chem. Phys. **1**, 247, 1933. Dieser Fehler fällt aber bei Untersuchung sehr kleiner Konzentrationen nicht mehr ins Gewicht.

Physikalisches Institut der Universität Leipzig, Januar 1934.

ZUSCHRIFTEN.

Der Nachweis der Axialität der Lichtemission an der Lymanlinie 1025 Å.

Von Rudolf Frerichs und Hans Bomke.

Nach Stark[1]) ist die Intensität einer vom elektrischen Feld nach Rot verschobenen Komponente der Balmer-Linien (Minuskomponente) in Richtung des Feldes kleiner als die Intensität dieser Linie gegen die Richtung des Feldes. Umgekehrt ist die Intensität einer vom Feld nach Violett verschobenen Komponente (Pluskomponente) in Richtung des Feldes größer als die Intensität dieser Linie gegen die Richtung des Feldes. Die beobachteten Intensitätsunterschiede hängen von der Serien- und Komponentennummer ab. Sie erreichen bei gleichlaufender Emission etwa 1 : 2, bei entgegengesetzt laufender Emission etwa 2 : 3.

Nachdem der eine von uns eine Anordnung entwickelt hatte, mit der zum erstenmal die elektrische Aufspaltung der Lyman-Linien im Quereffekt gemessen wurde[1]), haben wir gemeinsam die Beobachtung des Längseffektes der Lyman-Linien zur Untersuchung der Axialität der Lichtemission in Angriff genommen. Die benutzte Versuchsanordnung ist am Ende der genannten Untersuchung bereits kurz skizziert. Es gelang, die beiden ersten Linien in der ersten und zum Teil in der zweiten Ordnung des Gitters zu photographieren. Bei der ersten Lyman-Linie tritt im Längseffekt nur die unverschobene Komponente auf, die Axialität läßt sich hier also nicht ohne weiteres nachweisen. Wie bereits in der genannten Untersuchung erwähnt, treten im Längseffekt bei der zweiten Linie lediglich die beiden inneren Komponenten auf. Diese Linie wurde nun bei Feldstärken zwischen 200000 und 220000 Volt/cm bei gleichlaufender und bei entgegengesetzt laufender Emission untersucht. Bei

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur. (Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927); J. Stark, Ann. d. Phys. (V) **4**, 607, 1930; ferner vorläufige Mitteilung: Die Naturwiss. **17**, 568 u. 983, 1929, Nature **124**, 125 u. 946, 1929. Die Unsymmetrie bei gleichlaufender Beobachtung wurde ferner beobachtet von H. Mark und R. Wierl, Zeitschr. f. Phys. **57**, 494, 1929.

1) R. Frerichs, Ann. d. Phys. (V) **19**, 1, 1934.

dem experimentell einfacheren Versuch der gleichlaufenden Emission (Anode des Kanalstrahlenrohrs und Feldplatte sind miteinander verbunden) beträgt die Intensität der kurzwelligen Komponente etwa das Doppelte derjenigen der langwelligen Komponente. Da sich bei der geringen Breite der Linien (~ 0,01 mm!) mikrophotometrische Messungen nicht durchführen lassen, mußten wir uns auf visuelle Schätzungen beschränken. Bei entgegengesetzter Emission (Feldplatte negativ) tritt sehr leicht eine starke Verschleierung der Platten infolge der Wirkungen der durch den Spalt in den Spektrographenraum eindringenden Kathodenstrahlen ein. Es gelang, die Kathodenstrahlen durch sehr geringen Druck im Spektrographen ($5–8 \cdot 10^{-3}$ mm) und durch ein auf Vorschlag von Herrn Präsident Stark geeignet angeordnetes Magnetfeld unschädlich zu machen. Auf der besten so erhaltenen Aufnahme beträgt die Intensität der langwelligen Komponente etwa das Anderthalbfache der kurzwelligen. Größenordnung und Sinn der Unsymmetrie stimmen also vollständig mit den von Stark an den Balmer-Linien beobachteten Werten überein. Wir können also daraus schließen, daß das im elektrischen Feld befindliche Wasserstoffatom die Komponenten mit verschiedenen Intensitäten in den zwei entgegengesetzten Richtungen längs der Achse des elektrischen Feldes ausstrahlt. Die Versuche werden zur Zeit fortgesetzt, um die Erscheinungen quantitativ näher zu verfolgen.

Berlin-Charlottenburg, den 22. März 1934. Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Laboratorium des Präsidenten.

Bemerkungen zu unseren Arbeiten: „Über die relativistische Energieverteilung in Gasen."

Von P. E. Böhmer und A. Busemann.

Herr F. Jüttner, Breslau, macht uns auf seine Arbeiten über die Berücksichtigung des Relativitätsprinzips sowohl bei der klassischen Gastheorie (Ann. d. Physik., **34** und **35**, 1911) als auch bei einer quantentheoretischen Erweiterung der Gastheorie (Zeitschr. f. Phys., **47**, 1928) aufmerksam. In den älteren dieser Arbeiten sind bereits die wesentlichen Ergebnisse unserer Veröffentlichungen in dieser Zeitschrift (**33**, 775, 1932 und **34**, 454, 1933) enthalten.

BESPRECHUNGEN.

W. H. und W. L. Bragg, The Crystalline State. I. A General Survey von W. L. Bragg. Gr.-8°. VII u. 352 S. Mit 187 Fig. London 1933. G. Bell and Sons. Geb. 26.— sh.

Dieses im Erscheinen begriffene Standardwerk der Kristallstrukturlehre soll einem doppelten Zweck dienen: es soll ein Lehrbuch sein zur Einführung in dieses Gebiet und ein Handbuch und Nachschlagewerk für Spezialforschungen. Die pädagogisch interessante Lösung dieser Aufgabe wird durch eine Gliederung des Stoffes in eine Unterstufe und eine Oberstufe erreicht. Der vorliegende I. Band enthält eine allgemeine Übersicht über die Grundzüge der Strukturbestimmung mit Hilfe von Röntgen- und Elektronenstrahlen und besitzt in ausgeprägtem Maße den Charakter eines Lehrbuches. Die Abgrenzung des Gebietes entspricht etwa der des bekannten Buches der beiden Forscher „X-rays and Crystal Structure", das durch diesen I. Band künftig ersetzt werden soll.

Die beiden folgenden Bände werden nach Art eines Handbuches Einzelbeschreibungen von Teilgebieten mit ausführlichen Literaturangaben enthalten.

Der Name der Verfasser ist die beste Empfehlung dieses grundlegenden Werkes, das trotz vorzüglicher Wiedergabe der zahlreichen photographischen Aufnahmen einen erfreulich niederen Preis aufzuweisen hat. Als Anmerkung sei noch bemerkt, daß die 6 Aufnahmen der Fig. 114, die aus der amerikanischen Literatur übernommen worden sind, von Czochralski (Moderne Metallkunde S. 172) stammen. Glocker.

James M. Cork, Heat. Gr.-8°. XI und 219 S. Mit 115 Fig. New York und London 1933. John Wiley u. Sons, Inc. Preis: geb. 18 sh. 6 d.

Ein elementares Lehrbuch der Wärmelehre, dessen Eigenheit für den deutschen Leser wohl hauptsächlich darin besteht, daß die Hauptsätze der Thermodynamik verhältnismäßig spät erscheinen und für das Verständnis wichtiger Zusammenhänge nur wenig ausgenützt werden. Die Stoffeinteilung ist folgende: Temperaturmessung, Spezifische Wärmen, Thermische Ausdehnung, Wärmeübertragung (Leitung und Konvektion), Erster Hauptsatz, Strahlung, Aggregatzustände, Zustandsgleichung, Einführung in die Thermodynamik, Erzeugung sehr hoher und sehr niedriger Temperaturen. Ein Anhang enthält nützliche Tabellen. Der Verfasser bemüht sich sichtlich, der neueren Entwicklung der Experimentaltechnik gerecht zu werden. Gegen die Auswahl des Materials — die in Anbetracht des Umfanges natürlich scharf sein muß — dürften manche Bedenken erhoben werden können. Von der ganzen Kalorimetrie werden z. B. nur kurz die Verbrennungswärmen erwähnt. Besonders spärlich sind die Beispiele für Anwendungen des zweiten Hauptsatzes, so findet man nichts über die Phasenregel. Der Stil des Buches ist klar. Ausstattung und Druck sind sehr solide.

L. Ebert.

A. Foch, Acoustique. 210 S. Mit 67 Fig. Paris 1934. Armand Colin. Brosch. 10 fr. 50, geb. 12 fr.

Das in der Sammlung Armand Colin erschienene Büchlein wendet sich in erster Linie an diejenigen, die sich einen Überblick über die Akustik verschaffen wollen. Es ist so gehalten, daß zu seinem Verständnis nur die Grundbegriffe der Infinitesimalrechnung erforderlich sind. Die Prinzipien und Ergebnisse der modernen Akustik sind einfach und klar herausgearbeitet. Es werden die Kinematik und Dynamik der verschiedenen Arten von Schwingungsgebilden gegeben und die Ausbreitungsvorgänge der Wellen behandelt. Die akustischen Meßmethoden und schließlich die Vorrichtungen zur Erzeugung und zum Empfang von Schall werden besprochen. Erfreulich ist die Reichhaltigkeit.

Obgleich auf Einzelheiten in der Darstellung verzichtet worden ist und auch auf Grenzgebiete wie die physiologische und musikalische Akustik nicht eingegangen wird, gibt das Bändchen ein gutes Gesamtbild der modernen Akustik. E. Großmann.

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Bearbeitet von R. J. Meyer und E. Pietsch. System-Nummer 8: Jod. Lieferung 2. Gr.-8°. XLI und 416 S. Mit 19 Figuren. 8. Auflage. Berlin 1933. Verlag Chemie G.m.b.H. RM 68.50. Subskr. RM 60.—.

Die vor zwei Jahren erschienene Bearbeitung des elementaren Jods wird jetzt durch den bedeutend umfangreicheren Band „Verbindungen des Jods" (Verfasser: W. Roman) ergänzt und damit das Jod abgeschlossen. Bei der großen Bedeutung, die das Jod und seine Verbindungen in der anorganischen und analytischen Chemie besitzen, war ein sehr umfangreiches und mannigfaltiges Material zu bearbeiten. Besonders die reaktionskinetischen Arbeiten über Jodverbindungen und ihre vielverzweigten Reaktionsmöglichkeiten sind hier in sehr verdienstvoller Weise erstmals geschlossen dargestellt worden. Da Jod im Handbuchsystem das letzte der Halogene bildet, sind in dieser Lieferung auch alle analytischen Verfahren anzutreffen, die sich auf Trennung der Halogene und halogenhaltigen Ionen beziehen. Für den Physiker werden die Angaben über die physikalischen und optischen Eigenschaften des Jodwasserstoffes sowie über Bildung und Zerfall dieser Verbindung von Interesse sein. Ein Anhang trägt auch für das elementare Jod die neuere Literatur nach.

G.-M. Schwab.

Konrath-Bauer, Naturlehre für Lehrer- und Lehrerinnenbildungsanstalten. 1. Teil. Grundlagen. 102 S. Mit 79 Figuren. Wien 1933. Hölder-Pichler-Tempsky A. G. Geb. RM 2,25.

Der vorliegende 1. Teil enthält im Abschnitt A eine kurze Einführung in die Physik: Eigenschaften der Körper, Wirkungen der Molekularkräfte, einiges aus der Wärmelehre. Dem Umfang nach ist es etwa das, was aus den genannten Kapiteln in der deutschen Volksschule in Naturlehre zu bringen ist. Das Gleiche gilt für den Abschnitt B, Chemie, in dem außer den Grundlagen noch Schwefel, Chlor, Stickstoff, Kohlenstoff behandelt werden. Die Darstellung ist knapp, klar und anschaulich. Das Buch wird sich in der Hand des Lehrers für die Naturlehre an Volksschulen eignen. Wolf.

G. Kortüm, Neuere Forschungen über die optische Aktivität chemischer Moleküle. Sammlung chemischer und technisch-chemischer Vorträge. Heft 10. 118 S. Mit 24 Abb. Stuttgart 1932. Ferd. Enke. RM 11.10.

In dem vorliegenden Werk gibt der Verfasser auf kleinem Raume eine Übersicht über die wichtigsten Erscheinungen und die theoretischen Ansätze auf dem Gebiete der optischen Aktivität. Kurz und anschaulich, nur das Prinzipielle betonend, also ohne strenge Ableitungen, werden die Grundlagen der Theorien von Drude und besonders von W. Kuhn besprochen. An vielen gut gewählten und systematisch geordneten Beispielen aus dem reichen, dem Fernerstehenden oft recht verworren erscheinenden experimentellen Material wird gezeigt, wie weit die neuen Anschauungen die gefundenen Gesetzmäßigkeiten zu erklären vermögen (Entfernungssatz, Vizinalregel usw.), und wie weit zwischen chemischer Konstitution und Aktivität Zusammenhänge bestehen. In gesonderten Kapiteln werden sodann die asymmetrische Synthese, die asymmetrische Induktion und die Razemate behandelt. All denen, die eine Einführung in dieses auch den Physiker interessierende Gebiet suchen oder als Fernstehende einen Überblick gewinnen wollen, wird dieses gut geschriebene Büchlein von größtem Nutzen sein. H. S.

P. Lertes, Elektrische Musik. 207 S. Mit 169 Abb. Dresden und Leipzig. Verlag Theodor Steinkopff 1933. Geb. RM 9.—.

Unter elektrischen Musikinstrumenten werden in dem Buch alle die Instrumente zusammengefaßt und besprochen, bei denen zwar die Hand des Musikers den Ton entstehen läßt — etwa auf einem Manual oder einer Saite, wie bisher bei den rein mechanischen Musikinstrumenten —, bei denen jedoch für das Zustandekommen und die Wiedergabe des Klanges elektrische Hilfsmittel verwendet werden. Das Einführen dieses elektrischen Teils in das Instrument ergibt die Möglichkeit einer viel umfassenderen Klanggestaltung, als sie mit den bisherigen Instrumenten zu erreichen war. In der Öffentlichkeit sind solche Instrumente unter den Namen „Trautonium", „Hellertion", „Theremin-Apparat" u. ä. bekanntgeworden.

Da der Verfasser an der praktischen Ausführung dieser Instrumente selbst mitgearbeitet hat (Hellertion), darf sein Buch als zuverlässiger Führer durch das Gebiet angesehen werden. Neben einer Beschreibung der einzelnen Instrumente gibt er vorher eine sehr ausführliche Einführung in die akustischen Grundlagen der Musik und eine m. E. zu ausführliche in die elektrischen Verfahren zur Klangerzeugung. (Es sollte bei der Behandlung eines Teilgebietes der Elektrotechnik nicht immer wieder eine Einführung von allem Anfang an, einschließlich der Schaltung des Voltmeters, gegeben werden.)

Das Buch zeigt sehr anschaulich die Arbeitsweise elektrischer Musikinstrumente und gibt — als gute Seite seiner Ausführlichkeit — geschickten Bastlern die Unterlagen zu eigenen praktischen Versuchen. F. Biedermann.

R. Mesny, Télévision et Transmission des Images. 216 S. Mit 97 Abb. Sammlung A. Colin. Paris 1933. 10.50 Fr., geb. 12 Fr.

Der Verfasser gibt in diesem Bändchen in einer sehr klaren und gründlichen Darstellung eine Übersicht über die Methoden und Apparate der Bildtelegraphie und des Fernsehens. Die einzelnen Abschnitte beschreiben die Bildabtastung, die Verstärkung, die Synchronisierung und die Übertragung, sowie die dazu verwendeten Geräte, wie Photozellen, Lichtquellen, Motore usw. Ausgehend

von dem jetzigen Stand dieses neuen Zweiges der Elektrotechnik, untersucht der Verfasser die Möglichkeiten und den Gang seiner weiteren Entwicklung, wie er durch die zur Zeit gegebenen physikalischen Grundlagen bedingt ist.

Das Verständnis wird durch zahlreiche Abbildungen erleichtert. Da, wo durch die Enge des Raumes eine ausführlichere Behandlung einer Frage nicht möglich war, wird dem Leser durch Literaturangaben weitergeholfen.

Das Buch wird, schon seiner leichten Lesbarkeit wegen, auch außerhalb des französischen Sprachgebiets dankbare Leser finden.

F. Biedermann.

O. Schwarz, Die technischen Werkstoffe, ihre Eigenschaften, Fehler und Prüfung. Gr.-8°. VIII und 222 S. Mit 337 Fig. (Erweiterter Sonderdruck aus dem „Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik" Bd. IV, 2. Hälfte). Leipzig 1932. J. A. Barth. RM 23.—, geb. RM 24.50.

Bei den hohen Preisen, die die dicken Handbuchbände häufig kosten, ist es begrüßenswert, wenn einzelne, ein geschlossenes Gebiet behandelnde Teile davon als Sonderabdrucke erscheinen und auf diese Weise auch einem größeren Kreis käuflich zugänglich werden. Dies gilt auch für den vorliegenden erweiterten Abdruck. Bei den immer umfänglicher werdenden Apparaturen des Experimentalphysikers, die häufig die subtilsten Arbeiten technischer Werke enthalten, besteht Gefahr, daß, insbesondere dem Studenten, diejenige Vertrautheit mit den Werkstoffen nicht mehr erwächst, die nach wie vor notwendig erscheint. Das vorliegende Buch vermittelt in geschlossener Darstellung sowohl die grundlegenden Begriffe und die Prüfungsmethoden, als auch die Kenntnis der einzelnen Werkstoffe, Metalle und Nichtmetalle. Eine große Anzahl vorzüglicher photographischer Gefügebilder und Kurvendarstellungen belebt die Anschauung und gestattet quantitative Feststellungen über das Verhalten der verschiedenen Werkstoffe. Das Buch kann jedem Physiker bestens empfohlen werden.

L. Schiller.

E. Wind, Das Experiment und die Metaphysik. XII und 120 S. Tübingen 1934. J. C. B. Mohr. RM 8.80.

Es ist heute eine der wichtigsten Aufgaben der Erkenntnistheorie, den fundamentalen physikalischen Begriff des Experiments einer genauen Analyse zu unterziehen. Die vorliegende Schrift gibt zwar weder vollständige noch endgültige Antworten, aber ihre Art, das Problem anzugreifen, muß dem Physiker sehr sympathisch sein. Es wird versucht, sich nicht auf die formalen Allgemeinheiten zu beschränken, die man an dem toten Material abgeschlossener physikalischer Theorien zu demonstrieren pflegt, sondern die physikalische Erkenntnis in statu nascendi zu beobachten. Sehr mit Recht wird der Zirkel hervorgehoben, daß die Gesetze, die wir aus unseren Beobachtungen ableiten wollen, auch die Meßinstrumente beherrschen und daher zur richtigen Interpretation der Meßresultate eigentlich schon vorausgesetzt werden müssen. Es wird auf die daraus sich ergebende zyklische Abfolge von Hypothese und Experiment hingewiesen, die weder konventionalistisch noch aprioristisch befriedigend gedeutet werden kann. Philosophisch und physikalisch gleich interessant ist die Beleuchtung der Situation, in der sich die modernen kosmologischen Theorien befinden, die das Ganze der Welt zum Gegenstand haben. Die allgemeineren philosophischen Ziele, die der Verfasser auf dem Wege über diese Analyse der Physik erreichen will, liegen jenseits des Rahmens dieser Besprechung.

C. F. v. Weizsäcker.

NACHRICHTEN.

Ernannt: Der Privatdozent für technische Akustik von der Technischen Hochschule Berlin Dr. Erwin Meyer zum a. o. Professor ebenda, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Fritz Giesecke zum a. o. Professor für Agrikulturchemie ebenda, der Privatdozent für Physik an der Universität Berlin und Oberregierungsrat bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. Walther Meißner zum ord. Professor der technischen Physik an der Technischen Hochschule München, der Privatdozent für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Danzig Dr.-Ing. Robert Höltje zum a. o. Professor ebenda, der a. o. Professor der Meteorologie an der Universität Lausanne Dr. Paul Louis Mercanton zum Direktor der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt in Zürich (an Stelle des zurückgetretenen Dr. Julius Maurer), der Privatdozent für experimentelle und theoretische Physik an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Franz Wolf zum a. o. Professor ebenda.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für Zellulosechemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Karl Gustav Jonas.

Gestorben: Der Dekan der chemischen Abteilung der Universität von North Carolina in Chapel Hill Professor James M. Bell.

Ehrung: Der Professor der Mathematik Sir James Hopwood Jeans F. R. S. in Dorking zum Präsidenten der British Association for the Advancement of Science (an Stelle des verstorbenen Sir William Bate Hardy in Cambridge).

Gesuche.

Prom. techn. Physiker,

27 Jahre, langjähr. SA-Mann, sucht dringend Stellung. Gute Zeugnisse: Hochschulassistent, erfahren in Hochvakuumtechnik, Lichtelektrizität (Photozellen), Gasentladungen bei hohen und niederen Drucken, Hochspannung. Frdl. Angebote erbeten an den Verlag unter S. H. 50.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.